



# Aspects de la violation de la symétrie CP dans BABAR. Contraintes sur la matrice CKM

Lydia Roos

## ► To cite this version:

Lydia Roos. Aspects de la violation de la symétrie CP dans BABAR. Contraintes sur la matrice CKM. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004. tel-00552217

**HAL Id: tel-00552217**

**<https://theses.hal.science/tel-00552217>**

Submitted on 5 Jan 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Pierre et Marie Curie

Paris VI

**THESE**

*présentée par*

**Lydia ROOS**

*pour obtenir*

**le diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches**

*Sujet :*

**Aspects de la violation de la symétrie  $CP$  dans  $BABAR$ .  
Contraintes sur la matrice CKM**

*soutenue le 6 septembre 2004 devant le jury composé de :*

**J.E. Augustin (rapporteur)**

**J. Chauveau**

**P. Eerola (rapporteur)**

**M.N. Minard**

**O. Pène (rapporteur)**

**G. Wormser**



# Remerciements

Je tiens à remercier les membres du jury d'avoir accepté de juger cette thèse d'habilitation à diriger des recherches. Si formelle que peut paraître cette phrase, je veux exprimer ici le plaisir avec lequel j'ai reçu, par retour de courrier électronique, des "oui", "volontiers", "avec plaisir" en réponse à ma demande. Je remercie donc Jacques Chauveau, Marie-Noëlle Minard et Guy Wormser, ainsi que Jean-Eudes Augustin, Paula Eerola et Olivier Pène qui ont accepté d'être les rapporteurs, seulement quelques petites semaines avant d'avoir à se mettre au travail.

Les collègues avec qui j'ai eu plaisir à travailler durant ces onze années sont nombreux. J'adresse une pensée à mes plus proches collaborateurs dans DELPHI, Fabienne Ledroit, Klaus Mönig et Massimo Caccia, et à tous ceux de la glorieuse époque des pixels. Mes débuts dans BABAR ont été guidés par Jacques Chauveau. Je garde le souvenir du "faire et défaire, c'est toujours travailler" de Guy Wormser lors des tests de l'électronique du DIRC à SLAC. Nombres d'idées sur lesquelles j'ai eu la chance de travailler durant ces années sortent de l'esprit original de François Le Diberder, que je veux remercier ici pour son imagination et son enthousiasme communicatif. Merci également à José Ocariz pour ces discussions au cours desquelles nous avons noirci le tableau blanc de mon bureau ! Un merci tout particulier va à Andreas Höcker : depuis le DIRC jusqu'au monumental papier CKMfitter, j'ai pu apprécier tout autant son exigence du travail parfait que sa disponibilité, et au-delà, son amitié. Ce fameux papier doit beaucoup également à Jérôme Charles et à Heiko Lacker avec qui la collaboration a été aussi sympathique que fructueuse. Merci à Sandrine Laplace pour son enthousiasme inaltérable et à Julie Malclès pour son acharnement sur  $K\pi$  !

Enfin, ou plutôt avant tout, mes pensées vont à mes deux bouts de choux, Alexis et Nicolas, et à leur père, Marc, qui assiste depuis de longues années à mes démêlés professionnels ou à mon émerveillement face à des chiffres parfois aussi étranges que  $0,12 \pm 0,37 \pm 0,09$ .



# Table des matières

<b>1</b>	<b>L'expérience <i>BABAR</i></b>	<b>9</b>
1.1	Description générale du dispositif expérimental . . . . .	9
1.2	Le DIRC . . . . .	12
1.3	L'électronique de lecture du DIRC . . . . .	13
1.3.1	Le TDC . . . . .	15
1.3.2	Tests des circuits. Installation. . . . .	15
1.4	Calibrage de la mesure de temps dans le DIRC . . . . .	18
<b>2</b>	<b>Deux études de la violation de la symétrie <math>CP</math> dans le système des mésons <math>B</math>, à <i>BABAR</i></b>	<b>21</b>
2.1	La violation de $CP$ dans le système des mésons $B$ neutres . . . . .	21
2.1.1	Le système des mésons neutres $B^0 \bar{B}^0$ . . . . .	21
2.1.2	Evolution temporelle . . . . .	22
2.1.3	La matrice CKM du modèle standard . . . . .	23
2.1.4	Le triangle d'unitarité . . . . .	24
2.2	Quelques généralités sur les mesures de violation de $CP$ à <i>BABAR</i> . . . . .	25
2.2.1	La mesure des temps de désintégration . . . . .	25
2.2.2	L'étiquetage de la saveur initiale du $B$ . . . . .	26
2.2.3	Expression des probabilités de désintégration . . . . .	27
2.2.4	La violation de $CP$ dans les désintégrations $b \rightarrow c\bar{c}s$ avec un méson charmonium dans l'état final . . . . .	29
2.2.5	La violation de $CP$ dans la désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . . . . .	30
2.3	Mesure du paramètre $\sin 2\beta$ : évaluation des fractions de mauvais étiquetage des saveurs $B^0$ et $\bar{B}^0$ . . . . .	32
2.3.1	Les mesures de $\sin 2\beta$ en 2000 et 2001 . . . . .	32
2.3.2	Evaluation des erreurs d'étiquetage des saveurs $B^0$ et $\bar{B}^0$ par une méthode de comptage . . . . .	33
2.3.3	Visualisation de la violation de $CP$ par la variable $K_{in}$ . . . . .	36
2.4	Etude de l'angle $\alpha$ : rejet du bruit de fond $q\bar{q}$ . . . . .	39
2.4.1	Mesures des asymétries dans la désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . . . . .	39
2.4.2	Rejet du bruit de fond $q\bar{q}$ . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Etude des contraintes sur la matrice CKM</b>	<b>47</b>
3.1	Le programme CKMfitter et l'ajustement standard des paramètres de la matrice CKM . . . . .	47
3.1.1	Modèle statistique . . . . .	47
3.1.2	L'ajustement standard de la matrice CKM . . . . .	48
3.2	Les contraintes sur l'angle $\alpha$ d'après les mesures des désintégrations $B \rightarrow \pi\pi$ et $B \rightarrow \rho\rho$ . . . . .	50

3.2.1	Principe de l'analyse en isospin . . . . .	52
3.2.2	Limites analytiques sur $ \alpha - \alpha_{\text{eff}} $ . . . . .	53
3.2.3	Application de l'analyse en isospin aux canaux $B \rightarrow \rho\rho$ . . . . .	54
3.2.4	Résultats . . . . .	54
3.2.5	Perspectives . . . . .	55
3.3	Etude globale des modes $B \rightarrow \pi\pi, K\pi$ . . . . .	57
3.3.1	Symétrie SU(3) et calcul des observables $K\pi$ à partir des modes $B \rightarrow \pi\pi$ . . . . .	57
3.3.2	Ajustement global des observables $B \rightarrow \pi\pi, K\pi$ dans le cadre de la factorisation QCD . . . . .	59
3.4	Conclusions . . . . .	62
<b>A</b>	<b>A 16-channel Digital TDC Chip with internal buffering and selective readout for the DIRC Cherenkov counter of the <i>BABAR</i> experiment</b>	<b>70</b>
<b>B</b>	<b>A Study of Time-Dependent <math>CP</math>-Violating Asymmetries and Flavor Oscillations in Neutral <math>B</math> Decays at the <math>\Upsilon(4S)</math></b>	<b>71</b>
<b>C</b>	<b>Measurements of Branching Fractions and <math>CP</math>-violating Asymmetries in <math>B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+\pi^-, K^+K^-</math> Decays</b>	<b>72</b>
<b>D</b>	<b><math>CP</math> Violation and the CKM matrix : Assessing the Impact of the Asymmetric <math>B</math> Factories</b>	<b>73</b>

# Introduction

Dans le modèle standard, la violation de la symétrie  $CP$  est directement liée au mécanisme de Higgs de génération des masses. Elle est élégamment mise en œuvre dans la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, décrivant le mélange des trois familles de quarks, par une unique phase complexe. La propriété d'unitarité de la matrice assure qu'elle dépend de seulement quatre paramètres, y compris la phase, dont l'évaluation est l'objectif de nombreux efforts expérimentaux et théoriques. Une représentation graphique de la violation de  $CP$ , particulièrement adaptée à l'étude des mésons  $B$ , est celle du triangle d'unitarité. Celui-ci illustre, en particulier, le remarquable accord entre la mesure du rapport des éléments de matrice  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ , l'étude des oscillations des systèmes  $B^0\bar{B}^0$ , l'observation de la violation de  $CP$  dans le mélange  $K^0\bar{K}^0$ , et, plus récemment, la mesure de  $\sin 2\beta$ .

Les mesures de physique du  $B$  sont d'abord le résultat des expériences ARGUS et CLEO, puis des expériences au LEP et de SLD. Seul collisionneur actuellement en fonctionnement à produire des mésons  $B_s^0$ , le Tevatron pourrait apporter la première observation de l'oscillation des mésons  $B$  étranges dans les prochaines années. Les expériences BABAR et Belle, situées auprès des usines à  $B$  asymétriques en énergie, PEP-II en Californie et KEK-B au Japon, ouvrent un nouveau champ d'investigation grâce aux mesures d'asymétries  $CP$  dépendantes du temps. Outre l'amélioration de la précision statistique des mesures de  $|V_{ub}|$ ,  $|V_{cb}|$  et des oscillations  $B_d^0\bar{B}_d^0$ , elles permettent en effet d'étudier les angles du triangle d'unitarité. La mesure du paramètre  $\sin 2\beta$  par les deux expériences apporte d'ores et déjà la confirmation spectaculaire de la cohérence de la description de la violation de  $CP$  par le modèle standard. Le programme se poursuit aujourd'hui avec l'étude notamment des modes sensibles aux angles  $\alpha$  et  $\gamma$ .

Ce document présente le travail que j'ai effectué au sein de l'expérience BABAR ainsi qu'une étude phénoménologique centrée sur l'interprétation des mesures de physique du  $B$  reliées au triangle d'unitarité. Il souligne mes contributions personnelles à travers un choix de quatre publications. Après un aperçu de l'expérience BABAR et du collisionneur PEP-II, le premier chapitre présente l'électronique de lecture du détecteur Cherenkov de BABAR, le DIRC, et en particulier, le convertisseur temps-numérique conçu au LPNHE. Le principe de fonctionnement du circuit et les tests avant montage sur le détecteur font l'objet de la première publication (*A 16-channel Digital TDC Chip with internal buffering and selective readout for the DIRC Cherenkov counter of the BABAR experiment*, annexe A). Les tests après montage et le calibrage de la mesure du temps, essentielle pour les bonnes performances du DIRC, sont également décrits. Après une brève présentation de la violation de  $CP$  dans le système des mésons  $B$  et la mesure de ces effets auprès d'une usine à  $B$  asymétrique, le chapitre 2 aborde deux résultats majeurs de la collaboration BABAR. La première est la mesure du paramètre  $\sin 2\beta$  dans les modes  $b \rightarrow c\bar{c}s$  avec un charmonium dans l'état final qui a permis la mise en évidence de la violation de  $CP$  dans le domaine des  $B$  en 2001 et a mené à un important article de BABAR en janvier 2002 (*A Study of Time-Dependent CP-Violating Asymmetries and Flavor Oscillations in Neutral B Decays at the  $\Upsilon(4S)$* , annexe B). La seconde est l'étude des asymétries  $CP$  dans le canal  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$



afin de contraindre l'angle  $\alpha$  du triangle d'unitarité. Les résultats de l'analyse des données de 2002 a donné lieu à une publication, *Measurements of Branching Fractions and CP-violating Asymmetries in  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $K^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  Decays*, jointe en annexe (C).

L'objectif des études de violation de  $CP$  est de tester la validité de la description de ce phénomène par le modèle standard en confrontant autant de mesures que possible. Les résultats des contraintes actuelles sur la matrice CKM font l'objet de la dernière publication, *CP Violation and the CKM matrix : Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories* (annexe D) et sont résumés dans le chapitre 3. Deux études spécifiques de cet article sont en outre abordées : les contraintes sur l'angle  $\alpha$  à partir des asymétries observées dans les modes  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$  et la cohérence des mesures des asymétries et des rapports d'embranchement dans les modes  $B \rightarrow \pi\pi$ ,  $K\pi$ .

# Chapitre 1

## L'expérience *BABAR*

Le détecteur *BABAR* est situé au *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC), auprès du collisionneur PEP-II. La première partie de ce chapitre donne un aperçu rapide du dispositif expérimental. Le sous-détecteur à effet Cherenkov, le DIRC, auquel j'ai consacré mes premières années dans l'expérience *BABAR* est décrit avec quelques détails dans la partie 1.2. La partie 1.3 aborde l'électronique de ce sous-détecteur et le travail de qualification des circuits TDC mesurant le temps d'arrivée des photons Cherenkov sur les photo-multiplicateurs. Ce travail a fait l'objet d'une publication qui est jointe en annexe [ 1]. Enfin, la dernière partie décrit le calibrage de la mesure du temps.

### 1.1 Description générale du dispositif expérimental

Le collisionneur  $e^+e^-$  PEP-II [ 2] est une *usine à B*, fonctionnant à une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s} = 10,58$  GeV, égale à la masse du  $\Upsilon(4S)$ . Celui-ci se désintègre, approximativement à égalité, en une paire de mésons  $B^0\bar{B}^0$  ou  $B^+B^-$ , de masse  $m_B = 5,28$  GeV/c<sup>2</sup>. Les  $B$  sont donc quasiment au repos dans le repère du  $\Upsilon(4S)$ . Afin de pouvoir mesurer leur temps de désintégration, nécessaire à de nombreuses analyses de violation de  $CP$ , on fixe les énergies des faisceaux à des valeurs distinctes : respectivement 9 et 3,1 GeV pour les électrons et les positons. Le  $\Upsilon(4S)$  est par conséquent produit avec des paramètres de Lorentz  $\beta\gamma = 0,56$ .

Les faisceaux circulent dans deux anneaux de stockage, alimentés par l'accélérateur linéaire de SLAC, et entrent en collision frontale grâce à des dipôles magnétiques qui, en raison du faible espacement entre les paquets de particules de chaque faisceau, sont situés à 21 cm de part et d'autre du point d'interaction, à l'intérieur du détecteur *BABAR*.

Toutes les paires de quarks  $q\bar{q}$ , hormis le top, sont produites à PEP-II. La section efficace  $\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \Upsilon(4S))$  est environ 25% de la section efficace totale  $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ . Pour étudier ce bruit de fond, des collisions à une énergie inférieure de 40 MeV au seuil de production du  $\Upsilon(4S)$  sont enregistrées. La production de paires de leptons ne constitue pas un bruit de fond significatif dans la majorité des analyses.

Les premières données enregistrées par *BABAR* auprès de PEP-II remontent à 1999. La luminosité instantanée nominale de  $3 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  est largement dépassée, le record actuel, datant du 21 mai 2004, étant de  $9,2 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . La figure 1.1 montre la luminosité intégrée depuis le démarrage de l'expérience, avec le détecteur au complet, en octobre 1999. Un total de  $224 \text{fb}^{-1}$  a été enregistré. Dans le chapitre suivant, il est fait référence aux lots de données enregistrés par *BABAR*, disponibles en 2000, 2001, 2002 et 2003, pour la publication des résultats aux conférences d'été et dont la luminosité intégrée est respectivement de 9, 30, 81 et  $113 \text{fb}^{-1}$ .

Le détecteur *BABAR* [ 3] est un détecteur classique, cylindrique, composé de sous-détecteurs

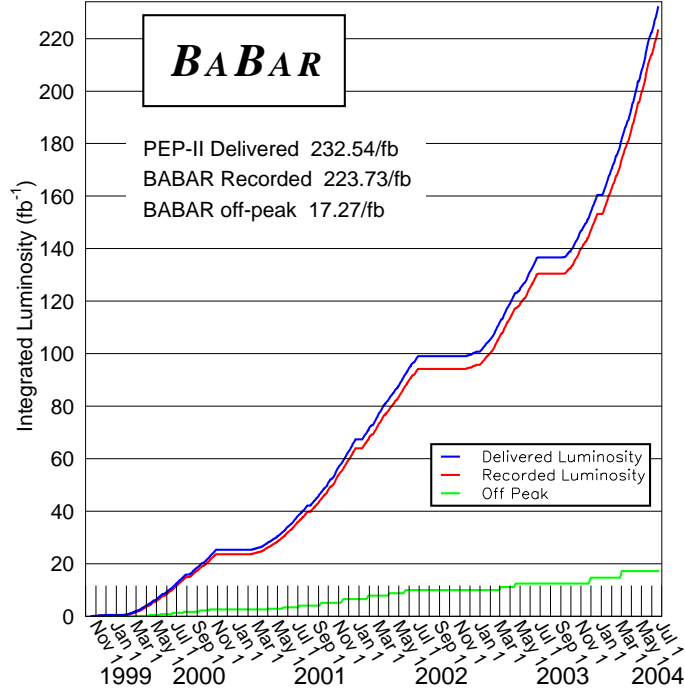


FIG. 1.1 – Luminosité intégrée fournie par le collisionneur PEP-II et enregistrée par le détecteur BABAR entre octobre 1999 et juin 2004. La courbe inférieure indique la luminosité enregistrée à une énergie dans le repère du centre de masse de 40 MeV inférieure au seuil de production du  $\Upsilon(4S)$ .

co-axiaux. Il est légèrement asymétrique afin d'augmenter la couverture angulaire dans le repère du  $\Upsilon(4S)$  (voir figure 1.2). Les différents éléments, du centre vers l'extérieur, sont décrit brièvement ci-dessous :

- le détecteur de vertex à micro-pistes en silicium (**Silicon Vertex Tracker**) est composé de cinq couches double-face pour la mesure des coordonnées  $z$  et  $\phi$ .<sup>1</sup> L'espacement entre pistes varie de 50 à 210  $\mu\text{m}$  selon les modules, offrant une résolution ponctuelle de l'ordre de 15  $\mu\text{m}$  pour les trois couches internes et de 40  $\mu\text{m}$  pour les couches externes. La présence de cinq couches de silicium à proximité du faisceau (à des rayons allant de 3,2 à 14,4 cm) permet de reconstruire des trajectoires des particules chargées d'impulsion transverse à l'axe  $z$  inférieure à 100 MeV/c.
- la chambre à dérive (**Drift CHamber**) remplie d'un mélange d'hélium (80%) et d'isobutane (20%) fournit jusqu'à 40 points de mesure sur les trajectoires des particules chargées. La résolution sur la perte d'énergie (utilisée pour l'identification des particules d'impulsion inférieure à 700 MeV) est de 7,5% pour des événements Bhabha. Combinant les informations de la chambre à dérive avec celle du détecteur de vertex, l'impulsion transverse est mesurée avec une précision relative

$$\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = (0,13 \pm 0,01)\% \times p_t + (0,45 \pm 0,03)\% .$$

La courbure des trajectoires nécessaire à la mesure est assurée par un solénoïde supra-conducteur, situé à l'extérieur du calorimètre électromagnétique, induisant un champ

<sup>1</sup>Le repère  $(x, y, z)$  est représenté figure 1.2. Les coordonnées cylindriques  $(R, \phi, z)$  sont définies de façon habituelle par :  $x = R \cos \phi$  et  $y = R \sin \phi$ .

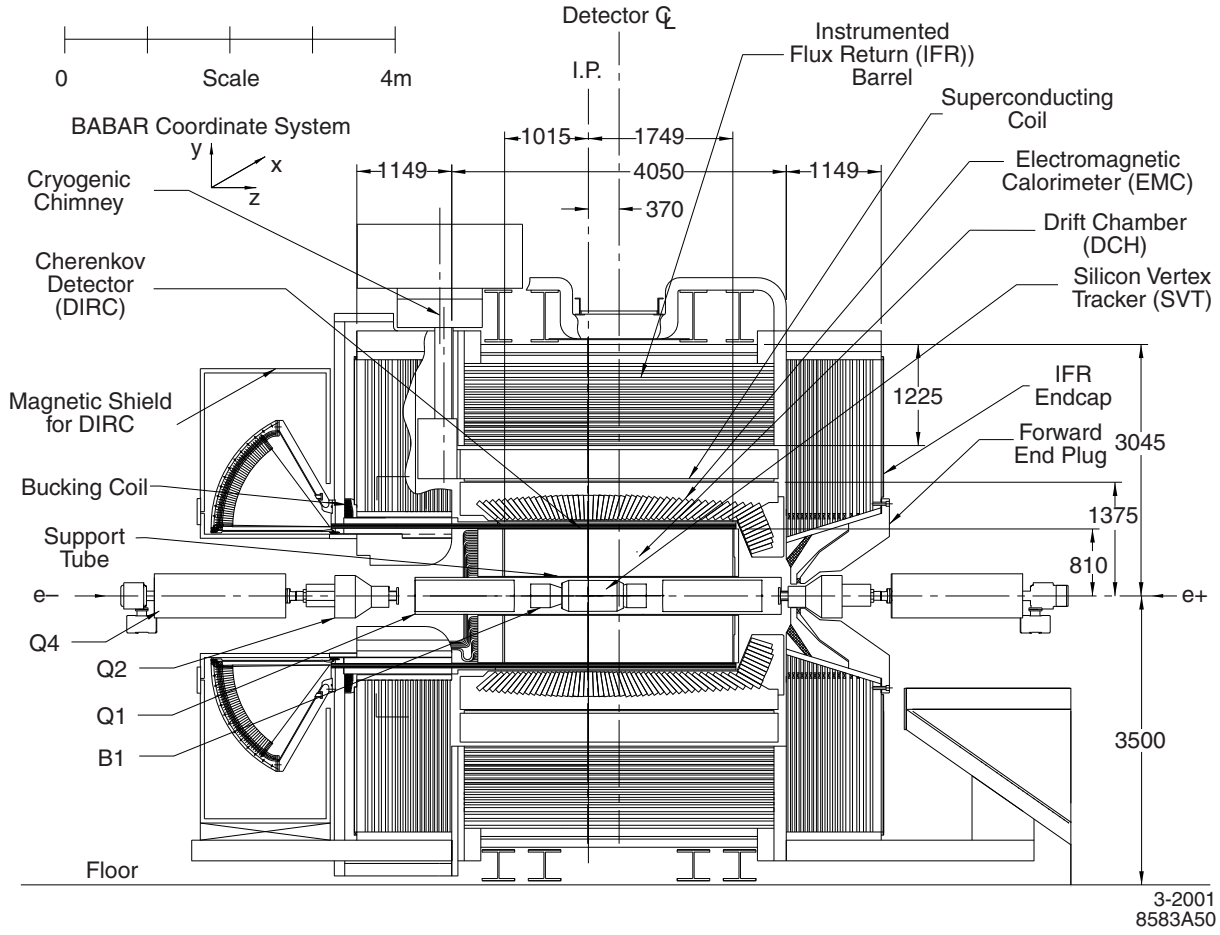


FIG. 1.2 – Coupe longitudinale du détecteur BABAR.

magnétique de 1,5 T.

- le détecteur à effet Cherenkov (**D**etection of **I**nternally **R**eflected **C**herenkov **l**ight) pour l'identification des particules chargées d'impulsion supérieure à 700 MeV fait l'objet de la seconde partie ;
- le calorimètre électromagnétique est constitué de 6580 cristaux d'iodure de césium dopé au thallium, disposés selon une partie baril et une partie bouchon, située à  $z > 0$ . Il mesure l'énergie des photons au-delà de 20 MeV avec une résolution

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(2,32 \pm 0,30)\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus (1,85 \pm 0,12)\% .$$

- enfin, l'identification des muons et la détection des hadrons neutres ( $K_L^0$  et neutrons) sont réalisées par l'instrumentation du retour de flux du champ magnétique (**I**nstrumented **F**lux **R**eturn). Cette structure en fer est subdivisée en dix-huit plaques entre lesquelles sont insérées des chambres de type RPC (**R**esistive **P**late **C**hamber). Les RPC souffrent d'un grave problème de vieillissement ayant pour conséquence une réduction de près d'un facteur 2 de l'efficacité de détection des muons, depuis le démarrage de l'expérience. Les bouchons ont été équipés de nouvelles chambres en 2002. Il est par ailleurs prévu de remplacer les RPC de la partie baril par des tubes de larocci durant les étés 2004 et 2005.

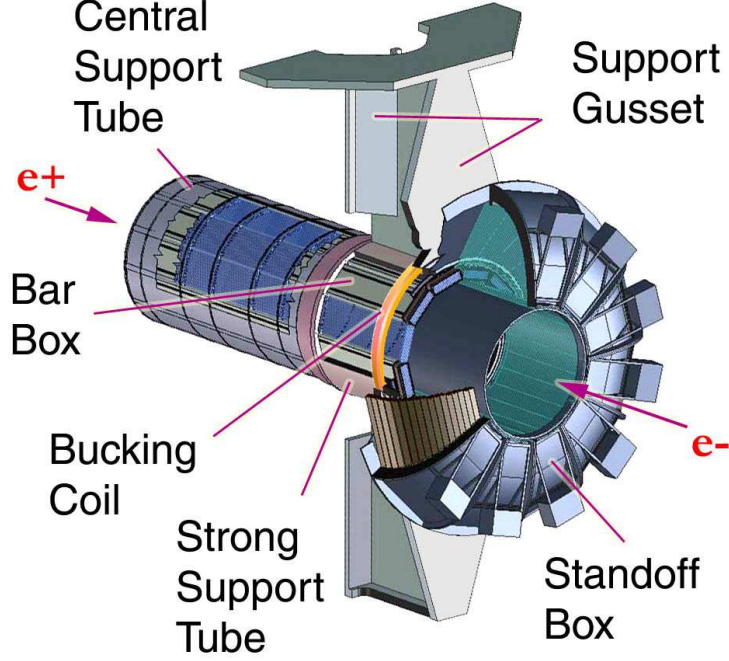


FIG. 1.3 – Schéma de la structure du DIRC. Les châssis d'électronique montés sur le pourtour de la cuve de détection (Standoff Box) sont représentés.

## 1.2 Le DIRC

Le DIRC est un détecteur Cherenkov original [?] : il est constitué de barres de quartz, qui servent à la fois de radiateur pour l'effet Cherenkov et de guide de lumière jusqu'à la cuve de détection, située à l'arrière de la région active de *BABAR* (voir figures 1.2 et 1.3).

Les 144 barres, de 4,9 m de long et de section rectangulaire  $3,5 \times 1,7 \text{ cm}^2$ , sont disposées dans douze boîtes d'aluminium, selon un cylindre d'axe  $z$ . Les particules chargées traversant le quartz émettent, lorsque leur vitesse  $\beta$  est assez grande, un cône de lumière Cherenkov d'angle  $\cos \theta_c = 1/n\beta$ ,  $n = 1,473$  étant l'indice optique moyen du quartz. Combinée avec la reconstruction de l'impulsion par le système SVT-DCH, la mesure de  $\theta_c$  permet l'identification de la nature de la particule chargée (figure 1.4). La lumière émise est réfléchiée sur les surfaces internes des barres, soit en direction de la cuve de détection (figure 1.5), soit d'abord vers les extrémités  $z > 0$  des barres, équipées de miroirs qui renvoient la lumière vers la cuve. La cuve d'eau, conique, permet l'agrandissement de l'image de l'anneau Cherenkov, reconstruite sur une surface située à environ 1,20 m de l'extrémité des barres. 10751 photo-multiplicateurs assurent la détection des photons Cherenkov, dont on mesure la position ainsi que le temps d'arrivée.<sup>2</sup> Un prisme de quartz à la sortie de chaque barre permet d'augmenter la couverture angulaire de la surface.

La figure 1.6 (gauche) représente un événement  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  dans le plan transverse  $(x, y)$ . Pour chaque photo-multiplicateur touché, on peut prévoir le temps d'arrivée d'un photon émis par une particule chargée donnée. Selon la parité du nombre de réflexions sur les faces des barres de quartz, les miroirs et les prismes, seize configurations (donc seize estimations du temps) sont

<sup>2</sup>Les photo-multiplicateurs sont touchés au maximum par un photon par événement. Ils doivent donc être sensibles à un signal de photo-électron unique, mais en revanche, aucune mesure de la forme du signal n'est requise.

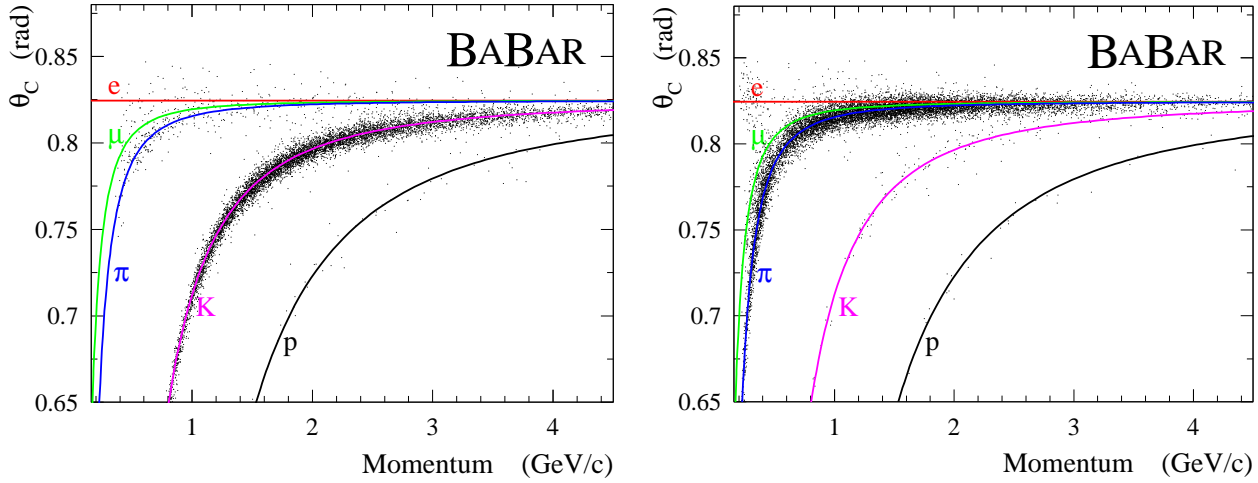


FIG. 1.4 – Angle Cherenkov  $\theta_c$  en fonction de l'impulsion, pour des kaons (à gauche) et des pions (à droite) issus de la désintégration  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  (points). Les courbes sont les réponses attendues pour les électrons, muons, pions, kaons et protons.

possibles pour l'association d'un signal sur un photo-multiplicateur avec la trajectoire d'une particule chargée. Une sélection selon la différence  $\Delta t_\gamma$  entre le temps du signal et le temps estimé, permet non seulement de réduire le nombre d'ambiguïtés (environ trois pour  $|\Delta t_\gamma| < 8$  ns), mais également d'éliminer les coups fortuits ou ceux associés aux autres particules chargées de l'événement (figure 1.6 droite). L'angle d'émission du photon par rapport à la direction de la particule d'origine est conservé par les réflexions multiples. Aussi la reconstruction de la figure d'intersection du cône Cherenkov avec la surface de détection permet-elle la mesure de l'angle.

Pour une particule ultra-relativiste, le nombre de photons détectés varie entre 20 et 65, selon l'angle de la trajectoire avec les barres de quartz. Dans le cas d'une désintégration à deux corps  $B^0 \rightarrow h^+ h'^-$ , il y a une forte corrélation entre l'angle polaire et l'impulsion : l'angle Cherenkov d'une particule de grande impulsion, pour laquelle la séparation entre les hypothèses est faible (voir figure 1.4) est en revanche mesuré avec une bonne précision grâce au nombre élevé de photons. Cette particularité rend le DIRC spécialement adapté à l'environnement expérimental d'une usine à  $B$  asymétrique.

La résolution sur  $\Delta t_\gamma$  est de 1,7 ns, à peine supérieure à la résolution intrinsèque des photo-multiplicateurs : la partie 1.4 décrit le calibrage des canaux nécessaire à cette performance. L'angle Cherenkov d'un photon individuel est mesuré avec une précision de 9,6 mrad [4], dominée par une granularité effective de 7 mrad (dimensions transverses des barres et diamètre des photo-multiplicateurs) et par la dispersion chromatique dans les barres de quartz (5,4 mrad). La résolution moyenne sur l'angle Cherenkov d'une particule est de 2,4 mrad. Pour une particule d'impulsion 3 GeV/c, la séparation pion/kaon est de 4,4  $\sigma$ .

### 1.3 L'électronique de lecture du DIRC

La cuve de détection est constituée de douze secteurs angulaires, portant chacun 896 photo-multiplicateurs. L'électronique de lecture de chaque secteur [5] est située dans un châssis, monté directement sur le bord extérieur du secteur (cf. figure 1.3), afin de minimiser la longueur des câbles. Chaque châssis contient une carte contrôleur (DCC) et quatorze cartes de lecture (DFB), qui traitent chacune les signaux de 64 photo-multiplicateurs.

Le signal d'un photo-multiplicateur est d'abord amplifié par un circuit analogique qui fournit

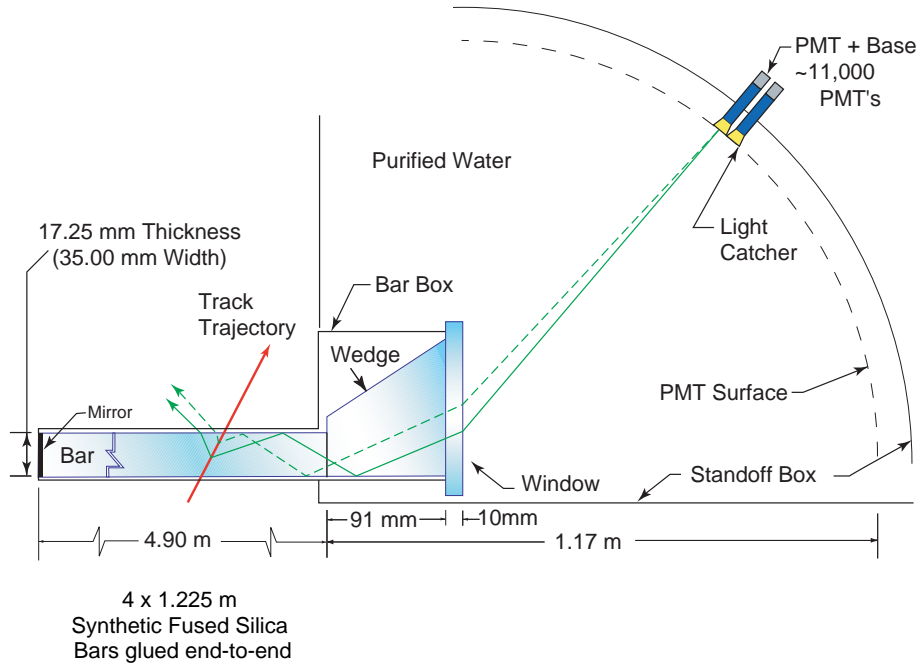


FIG. 1.5 – Schéma de principe du DIRC.

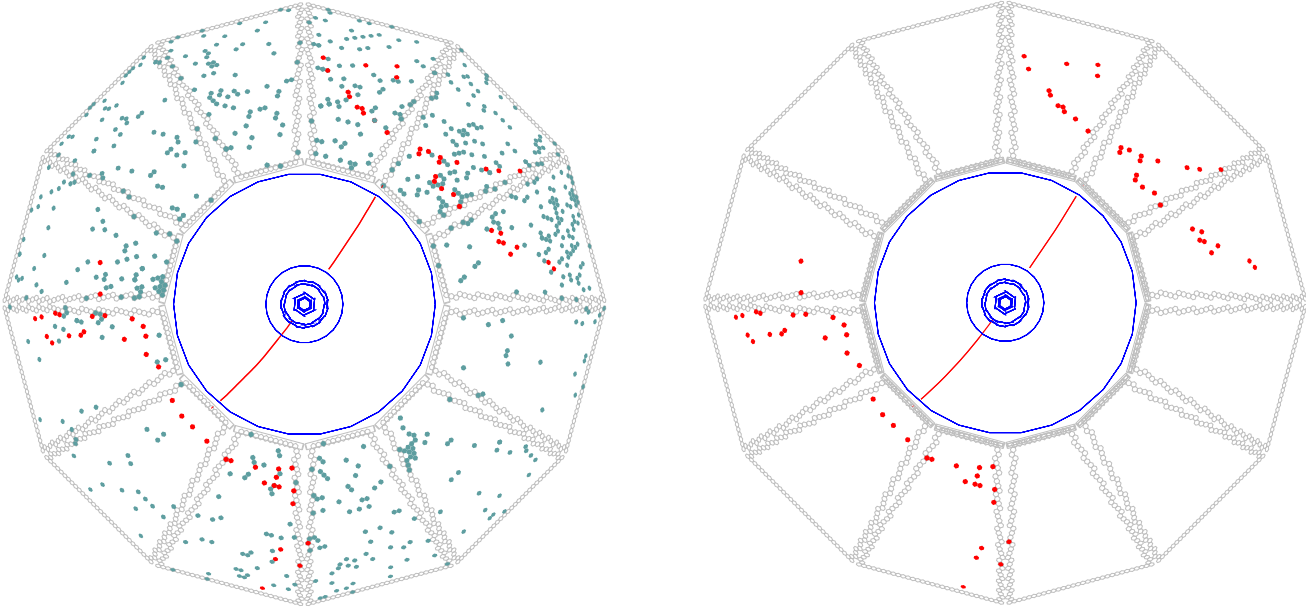


FIG. 1.6 – Un événement  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  dans le plan transverse  $(x,y)$ . Les trajectoires sont reconstruites par le système SVT-DCH. Les points correspondent aux photo-multiplicateurs touchés dans une fenêtre en temps de  $\pm 300$  ns par rapport au temps de déclenchement de l'acquisition. A gauche : l'ensemble des photo-multiplicateurs touchés est représenté. A droite : sélection des photo-multiplicateurs avec un signal à  $\pm 8$  ns du temps d'arrivée attendu. On voit clairement les arcs, intersection du cône Cherenkov avec la surface de détection. La réflexion des photons sur les surfaces des barres, les miroirs et les prismes crée plusieurs images symétriques.

deux types de sorties : un signal logique, en temps avec le pic du signal d'entrée, déterminé par un détecteur de passage à zéro pour s'affranchir des fluctuations d'amplitude ; un signal mis en forme et ralenti, transmis à un convertisseur analogique-numérique rapide, pour une mesure de la distribution de charge. Celle-ci n'est utilisée qu'à des fins de réglage du gain, aussi un seul canal sur les 64 est-il traité. La sélection du canal est programmable. Huit circuits analogiques à huit voies sont placés sur chaque carte DFB.

Les signaux logiques sont ensuite transmis à quatre convertisseurs temps-numérique (TDC) de seize canaux chacun. La précision de la conversion est essentielle et ne doit pas altérer la résolution du photo-multiplicateur (1,5 ns) de façon significative. A l'arrivée d'un signal du premier niveau de déclenchement, les données sont transférées par fibres optiques depuis les châssis aux six modules de lecture du système d'acquisition de *BABAR* consacrés au DIRC.

### 1.3.1 Le TDC

Le TDC [ 1] est un circuit intégré de technologie CMOS 0,7  $\mu\text{m}$  sur 36 mm<sup>2</sup> qui assure deux fonctions : une mesure du temps et une lecture sélective des données. Un compteur est incrémenté à une fréquence de 59,5 MHz, en provenance d'une horloge externe, dérivée de celle de PEP-II. L'état du compteur à l'arrivée d'un signal est enregistré dans un mot de 11 bits. Pour chaque voie du TDC, une ligne à retard de 32 cellules, avec un temps de propagation de 525 ps chacune, mesure le temps entre le signal et le front d'horloge suivant, enregistré sur 5 bits. L'ensemble des 16 bits est stocké dans une mémoire de 4 mots, associée à chaque voie (FIFO\*). Ainsi, ce circuit permet-il une mesure de 0 à 34,4  $\mu\text{s}$  avec une précision théorique de  $525/\sqrt{12}$  ps. Une voie supplémentaire, identique aux lignes de lecture, est intégrée au circuit, pour un calibrage automatique des lignes à retard sur la fréquence externe.

Le temps de décision du premier niveau de déclenchement, par la chambre à dérive, le calorimètre et les IFR est  $L \approx 12 \mu\text{s}$ , avec une dispersion  $D_L$  inférieure à 1  $\mu\text{s}$ . Une lecture sélective des données (figure 1.7) est effectuée grâce à trois niveaux de mémoires. Le premier niveau est celui des mémoires de sortie de chaque canal, mentionnées ci-dessus. Les données des seize voies sont ensuite triées par ordre chronologique et stockées dans une mémoire commune de 32 mots (FIFO<sub>L</sub>). Dès lors qu'une donnée date de plus de  $L - \frac{D_L}{2}$ , elle est transmise à la mémoire du troisième niveau (FIFO<sub>O</sub>, 32 mots également) où elle reste pendant une durée  $D_L$ .<sup>3</sup> Si un signal de déclenchement arrive, la FIFO est vidée et les données transmises aux modules de lecture du système d'acquisition. Les données éventuellement en attente dans les FIFO<sub>L</sub> voire FIFO\* sont également transférées, si elles datent de plus de  $L - \frac{D_L}{2}$ . Le temps du signal de déclenchement,  $t_{L1}$ , associé à cet événement, est transmis simultanément.

L'ensemble de la chaîne de lecture, et le TDC particulièrement, ont été conçus pour fonctionner avec un bruit de fond aléatoire pouvant aller jusqu'à 100 kHz par photo-multiplicateur, sans provoquer de temps mort. Cette spécification avait toutefois été définie à partir d'une estimation optimiste du bruit de fond en provenance de PEP-II, en partie due à une sous-estimation de l'augmentation de la luminosité instantanée. Le TDC, construit et testé en 97-98, a donc été dessiné à nouveau en 2001 pour faire face à un taux de bruit de fond non-corrélé maximum de 1 MHz. Un principe de fonctionnement simplifié, bénéficiant de l'augmentation des capacités des mémoires, a permis d'atteindre les spécifications requises.

### 1.3.2 Tests des circuits. Installation.

Le TDC a été conçu au LPNHE et fabriqué par la compagnie ATMEL-ES2. Un lot de 1250 circuits a été reçu à la fin de l'année 1997 et testé sur un banc test, au laboratoire. 97% d'entre

---

<sup>3</sup> $L$  et  $D_L$  sont programmables entre 64 ns et 16  $\mu\text{s}$ , et 64 ns et 2  $\mu\text{s}$  respectivement.



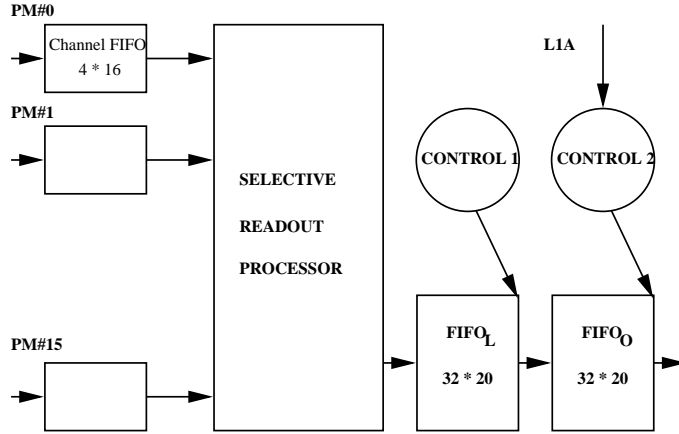


FIG. 1.7 – Schéma de principe de la lecture sélective des données par un circuit TDC. Les trois niveaux de mémoires sont représentés. A la sortie du premier niveau, les données des seize voies sont collectées et triées par ordre chronologique. Elles sont ensuite transmises à la mémoire dite de latence ( $FIFO_L$ ) où elles restent stockées pendant la durée du temps de décision du système de déclenchement, au bout duquel les données sont transférées à la mémoire de sortie ( $FIFO_O$ ). Le temps de stockage dans ce troisième niveau est fixé en fonction de la dispersion du temps de décision, typiquement à 600 ns. A l'arrivée d'un signal du premier niveau de déclenchement, le contenu de la  $FIFO_O$  est transmis aux modules de lecture.

eux ont satisfait les spécifications requises. Le temps mort est inférieur à 0,1 % à un taux d'entrée de 100 kHz et de quelques pourcents à 200 kHz. La résolution est proche des 152 ps attendus et la linéarité différentielle (écart-type de la distribution, sur une ligne à retard, de la taille des cellules) est en moyenne meilleure que 50 ps. Cependant, en présence d'une multiplicité élevée, 3% des canaux fournissent une mesure décalée d'une période d'horloge. Une diminution de la durée totale de la ligne à retard, et ce malgré le calibrage automatique décrit ci-dessus, est à l'origine de ce problème. La solution adoptée a été de calibrer uniquement les 31 premières cellules sur la période de l'horloge et donc d'allonger volontairement la durée des lignes. Le taux d'erreur devient alors nul, au prix d'une dégradation de la linéarité différentielle (en moyenne 73 ps) et de la résolution (196 ps). Ces performances restent toutefois très bonnes. La figure 1.8 montre les distributions de linéarité de l'ensemble des voies des 1213 circuits dans le cas d'un calibrage sur 32 (à gauche) ou 31 cellules (à droite). La linéarité moyennée sur les seize voies d'un circuit ainsi qu'une contribution à la linéarité la plus faible possible des cellules 0 et 31 des voies, sont les critères sur lesquels a finalement été basé le choix de 805 circuits (672 circuits nécessaires et 133 circuits de rechange).

Un secteur entier du DIRC, photo-multiplicateurs et chaîne de lecture complète, a été testé ensuite au CEA Saclay. Des diffuseurs, situés sur la surface conique de la cuve de détection face à chacun des secteurs et reliés par fibres optiques à douze diodes lumineuses, servent à illuminer les photo-multiplicateurs. Un spectre type d'un circuit TDC est montré figure 1.9. L'asymétrie du spectre provient de la différence des temps de propagation selon que les photons sont détectés au centre ou à la périphérie du photo-multiplicateur (29 mm de diamètre). La largeur du pic central du spectre est de 1,74 ns, en parfait accord avec la résolution des PM (1,5 ns) et des diodes (environ 1 ns). La dispersion sur l'ensemble des photo-multiplicateurs de la position du pic ( $t_0$ ) est interprétée comme résultant de plusieurs effets : la variation en fonction de la haute tension appliquée au photo-multiplicateur ( $-14$  ps/V),<sup>4</sup> une origine purement électronique et

<sup>4</sup>La haute tension appliquée à un photo-multiplicateur (en moyenne 1140 V) est choisie de sorte que le pic

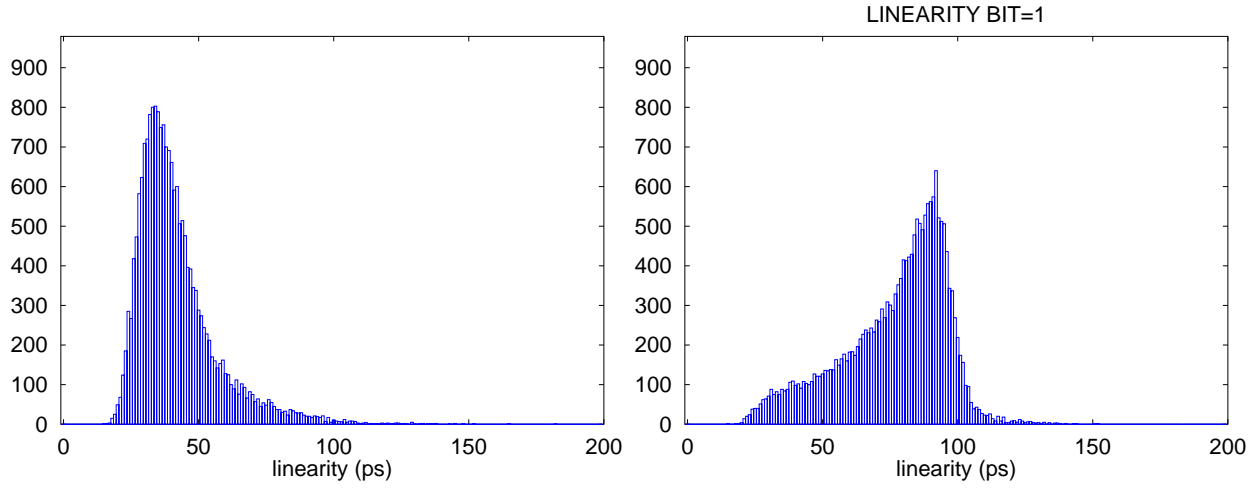


FIG. 1.8 – *Distribution de la linéarité différentielle des voies des 1213 circuits testés. À gauche : le circuit est calibré sur 32 cellules ; à droite : 31 cellules.*

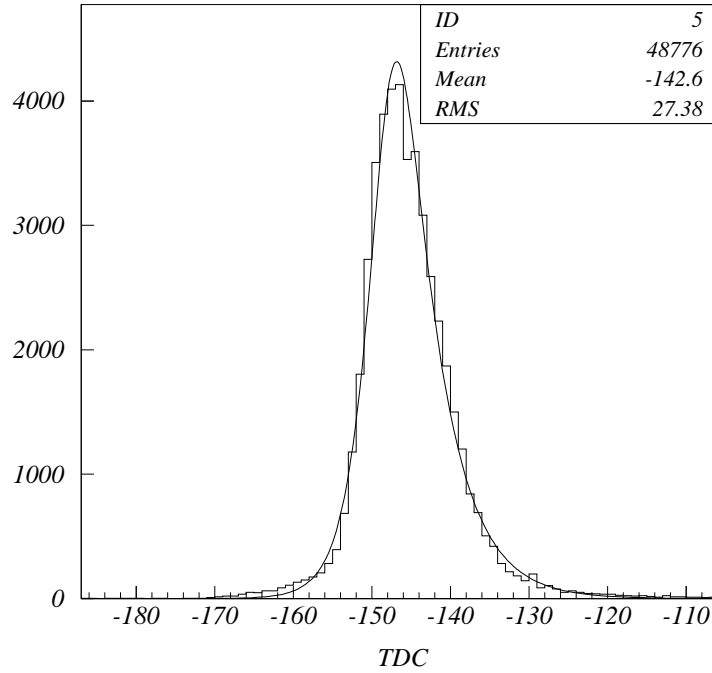


FIG. 1.9 – *Spectre TDC type obtenu en illuminant les photo-multiplicateurs par des diodes lumineuses, lors des tests à Saclay en 1998.*

de la distribution de charge pour un photo-électron unique soit environ à 20 mV, 10 fois supérieur au seuil du circuit analogique. Avant montage, les photo-multiplicateurs sont testés et groupés par paquet de seize ayant une haute-tension optimale voisine.

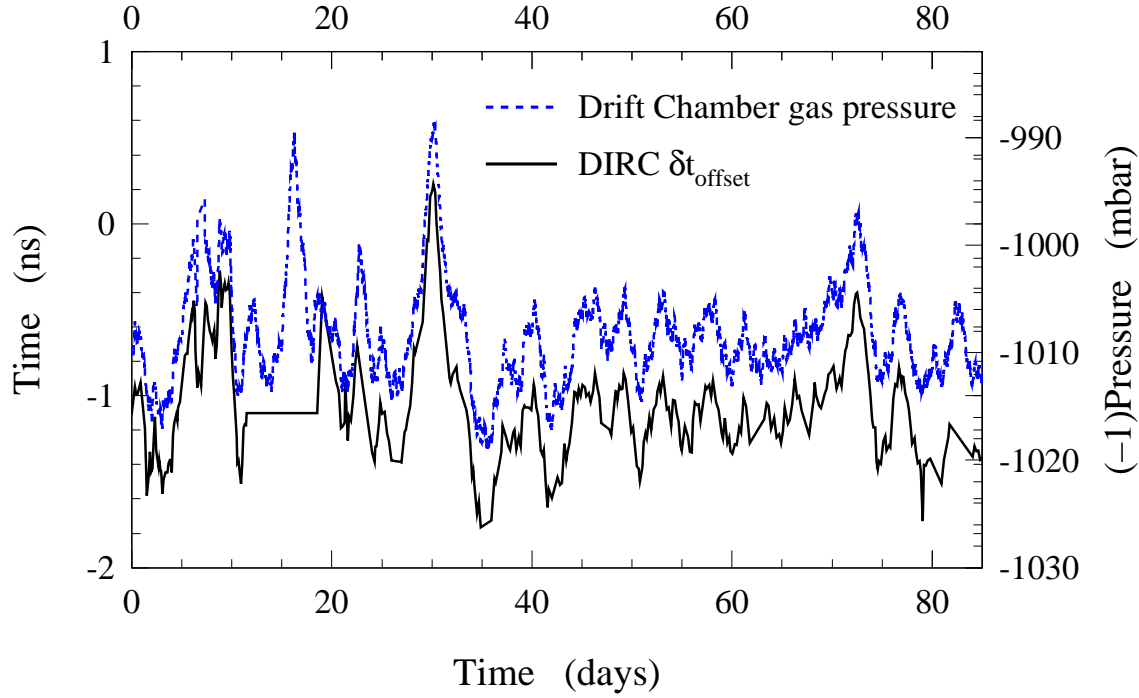


FIG. 1.10 – Variations de  $t_{\text{offset}}$  sur une période de trois mois environ. Les fluctuations sont très largement dominées par les changements de pression dans la chambre à dérive, également indiqués sur la figure.

les différences de chemins optiques entre la diode et les photo-multiplicateurs. Les douze châssis ont ensuite été montés sur la cuve de détection, assemblée et équipée des photo-multiplicateurs, à SLAC, en juin-juillet 1998. Les tests ont alors été répétés sur tous les secteurs. En 1999, la cuve de détection a été assemblée avec la structure du DIRC supportant les boîtes de barres de quartz, et le DIRC a été inséré dans *BABAR*.

## 1.4 Calibrage de la mesure de temps dans le DIRC

Pour atteindre la meilleure résolution possible sur la mesure des temps d'arrivée des photons Cherenkov sur les photo-multiplicateurs [6], un calibrage précis, individuel à chacune des 10751 voies du DIRC, est nécessaire. Par ailleurs, ce calibrage doit être réactualisé à intervalles réguliers afin de corriger les variations de l'environnement (température, pression, changement des composants, des hautes tensions, etc...).

La quantité sur laquelle se base la procédure est la différence  $\Delta t_\gamma$  entre le temps, mesuré, de l'arrivée du photon sur le photo-multiplicateur, et le temps estimé<sup>5</sup> :

$$\Delta t_\gamma = t_\gamma - t_{\gamma, \text{est}} , \quad (1.1)$$

$t_\gamma$  se décompose selon :

$$t_\gamma = t_{\gamma, \text{TDC}} - t_{L1} - t_{e^+e^-} - t_{\text{offset}} - t_0^{\text{PM}} \quad (1.2)$$

<sup>5</sup>Dans le cas d'un photon Cherenkov émis par une particule chargée, le calcul de  $t_{\gamma, \text{est}}$  doit prendre en compte le temps de vol de la particule jusqu'au DIRC et les temps de propagation du photon Cherenkov dans la barre de quartz, le prisme et l'eau de la cuve de détection.

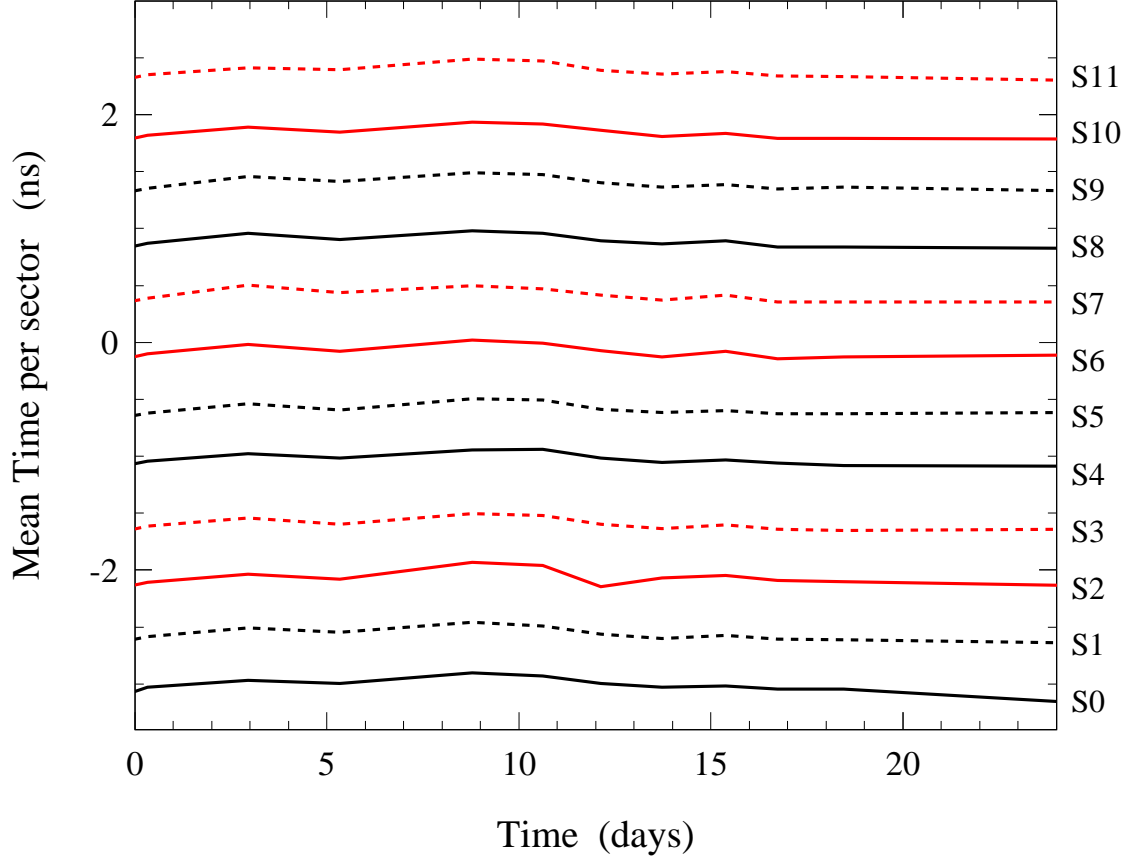


FIG. 1.11 – Moyennes  $\langle t_0^{\text{PM}} \rangle$ , par secteur, des constantes de calibration individuelles des 896 canaux, sur une période 25 jours. Les constantes sont calculées à partir de l'analyse d'événements provenant des collisions  $e^+e^-$ . Afin de faciliter la représentation graphique, les valeurs sont ici arbitrairement décalées d'un secteur à l'autre.

où  $t_{\gamma, \text{TDC}}$  est le temps mesuré par le circuit TDC ;  $t_{L_1}$  est le temps du signal de déclenchement associé à l'événement ;  $t_{e^+e^-}$  est le temps de croisement des paquets d'électrons et de positons ; enfin,  $t_{\text{offset}}$  et  $t_0^{\text{PM}}$  sont des constantes de calibration, communes à l'ensemble des canaux du DIRC et individuelles, respectivement.

L'estimation du temps de croisement des paquets d'électrons et de positons, se base sur les trajectoires des particules chargées enregistrées par la chambre à dérive ( $t_{e^+e^-}^{\text{DCH}}$ ). Sa précision est en moyenne de 2,2 ns mais dépend fortement de l'événement. Une mesure alternative avec les données du DIRC elles-mêmes ( $t_{e^+e^-}^{\text{DIRC}}$ ) offre une précision théoriquement aussi bonne que 0,1 ns, grâce à une moyenne de 200 photons par événement. La résolution sur  $\Delta t_\gamma$  est de 3,32 ns avec  $t_{e^+e^-}^{\text{DCH}}$  et descend à 2,50 ns avec  $t_{e^+e^-}^{\text{DIRC}}$ .

Deux niveaux de calibration sont réalisés. Dans un premier temps, les photo-multiplicateurs sont calibrés dans leur ensemble en estimant  $t_{\text{offset}}$  de sorte que la moyenne  $\langle \Delta t_\gamma \rangle$  soit zéro. Cette procédure se base directement sur les données enregistrées lors des collisions  $e^+e^-$  et utilise les photons Cherenkov issus des particules chargées qui traversent le DIRC. 150000 particules, soit environ 6 millions de photons suffisent à déterminer  $t_{\text{offset}}$  avec une précision de 10 ps. Pour l'étude présentée ici, réalisée en 2000 alors que la luminosité instantanée de PEP-II était de  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , le temps d'accumulation était inférieur à une heure. La figure 1.10 montre les

variations de  $t_{\text{offset}}$  sur une période de trois mois environ. Les fluctuations sont très largement dominées par les changements de pression dans la chambre à dérive, également indiqués sur la figure.

Le second niveau de calibrage est celui des constantes  $t_0^{PM}$  de chaque photo-multiplicateur. Deux systèmes sont possibles. Le premier se base sur les collisions  $e^+e^-$  de la même façon que pour  $t_{\text{offset}}$ . Trois millions de particules chargées, correspondant en moyenne à 12000 photons par PM, sont nécessaires pour atteindre une précision de l'ordre de 200 ps sur  $t_0^{PM}$ , pour un temps d'accumulation d'environ 20 heures en 2000. Les moyennes  $\langle t_0^{PM} \rangle$  pour chaque secteur, sont indiquées figure 1.11, sur une période 25 jours, montrant une excellente stabilité du système. Le second utilise les diodes lumineuses décrites dans la partie précédente. 65000 impulsions lumineuses sont envoyées alternativement par chacune des diodes, avec un décalage de 100 ns,<sup>6</sup> afin de mesurer les constantes de calibration individuelles  $t_0^{PM}$  avec une précision de l'ordre de 100 ps. Une correction par secteur,  $t_0^{\text{sect}}$ , prenant en compte des décalages en temps spécifiques au système des diodes (différence entre les diodes ou les longueurs des fibres optiques) doit être en outre appliquée. Les constantes  $t_0^{\text{sect}}$  sont calculées à partir des collisions  $e^+e^-$ .

Grâce à une illumination uniforme des photo-multiplicateurs et un temps d'accumulation des données très court (quelques minutes), le système des diodes offre une détermination précise et rapide des constantes  $t_0^{PM}$ . Toutefois, ce système introduit des incertitudes qui lui sont propres. En revanche, l'estimation des  $t_0^{PM}$  avec les données elles-mêmes corrige intégralement de tous les effets susceptibles de dégrader la résolution. Le calibrage est effectué quasiment en ligne, au fur et mesure que les données sont reconstruites, et les constantes stockées dans une base de données. Elles sont immédiatement utilisées pour reconstruire les données suivantes, de sorte d'avoir un calibrage en continu. Dans le premier cas, la résolution atteinte est de 1,71 ns. Elle est légèrement améliorée en calibrant sur les données, à 1,64 ns. Le calibrage par le système des diodes, mis en route avant même le démarrage de l'expérience, fonctionne de façon très satisfaisante et a été conservé malgré les performances légèrement supérieures de la procédure de calibrage sur les données. La stabilité des constantes est désormais prouvée sur une longue durée. Seules des interventions telles que le remplacement des circuits TDC en 2002 ou la modification des hautes tensions génèrent des variations importantes.

Depuis le démarrage en 1999, PEP-II a produit 250 millions de paires  $B\bar{B}$ , dépassant la luminosité instantanée prévue d'un facteur 3. A l'exception des RPC, dont le remplacement se fera dans les deux prochaines années, les performances des sous-détecteurs de *BABAR* sont conformes aux spécifications d'origine. Le programme d'étude de la violation de  $CP$  dans le système des mésons  $B$  a déjà réalisé son premier objectif avec la mesure du paramètre  $\sin 2\beta$  et se poursuit à travers de nombreuses analyses. La mesure de  $\sin 2\beta$  et celle des asymétries dans le canal  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  sont deux des aspects présentés dans le chapitre 2.

---

<sup>6</sup>Si les diffuseurs font chacun face aux photo-multiplicateurs d'un secteur, la lumière émise peut atteindre les PM des secteurs adjacents. Le décalage en temps entre les impulsions venant de deux diodes différentes permet de connaître la diode d'origine sans ambiguïté.

## Chapitre 2

# Deux études de la violation de la symétrie $CP$ dans le système des mésons $B$ , à $BABAR$

### 2.1 La violation de $CP$ dans le système des mésons $B$ neutres

Le but de cette partie est de donner un résumé très succinct du phénomène de violation de  $CP$  dans les mésons  $B$  et de présenter les principales notions et notations utiles pour la compréhension des analyses décrites en 2.3 et 2.4 et du chapitre 3.

#### 2.1.1 Le système des mésons neutres $B^0 \bar{B}^0$

Les mésons  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  états liés  $\bar{b}d$  et  $b\bar{d}$  respectivement ne diffèrent que par le nombre quantique interne de beauté. Celui-ci n'étant pas conservé par l'interaction faible (il l'est par les interactions forte et électromagnétique), les états  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  ont la propriété de se mélanger. D'autres bases de représentation de ce système sont donc possibles. Outre les états propres de saveur  $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ , on définit les états propres de  $CP$  :

$$|B_+\rangle = \frac{|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}}, \quad (2.1)$$

$$|B_-\rangle = \frac{|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}}, \quad (2.2)$$

de valeurs propres  $\eta_{CP} = +1$  et  $-1$  respectivement,<sup>1</sup> et les états propres de l'interaction faible :

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \quad (2.3)$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle, \quad (2.4)$$

où  $p$  et  $q$  sont des coefficients complexes tels que  $|p|^2 + |q|^2 = 1$ . La différence de masse  $\Delta m_d = m_{B_H} - m_{B_L}$ , positive par définition, caractérise la fréquence d'oscillation des mésons  $B$  neutres. Elle est connue avec une précision de l'ordre du pourcent :  $\Delta m_d = (0,502 \pm 0,006) \text{ ps}^{-1}$  [7]. En revanche, le modèle standard prédit une différence de largeur,  $\Delta \Gamma_d = \Gamma_{B_H} - \Gamma_{B_L}$ , très petite, ce que confirment les limites expérimentales actuelles [8].

---

<sup>1</sup>Cette définition repose sur un choix de convention de phase arbitraire :  $CP|B^0\rangle = |\bar{B}^0\rangle$ .

### 2.1.2 Evolution temporelle

L'évolution temporelle des états propres de l'interaction faible est donnée par :

$$|B_{H,L}(t)\rangle = e^{-i(m_{H,L} - \frac{i}{2}\Gamma_{H,L})t} |B_{H,L}^0(0)\rangle . \quad (2.5)$$

En utilisant les équations (2.3-2.4) et en faisant l'approximation que  $\Delta\Gamma_d \ll \Delta m_d$ , on obtient la composition à l'instant  $t$  des états  $|B^0(t)\rangle$  et  $|\bar{B}^0(t)\rangle$  :

$$|B^0(t)\rangle = e^{-im_B t} e^{-\Gamma_d t/2} \left[ \cos\left(\frac{\Delta m_d t}{2}\right) |B^0\rangle + i \frac{q}{p} \sin\left(\frac{\Delta m_d t}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle \right] \quad (2.6)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = e^{-im_B t} e^{-\Gamma_d t/2} \left[ \cos\left(\frac{\Delta m_d t}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle + i \frac{p}{q} \sin\left(\frac{\Delta m_d t}{2}\right) |B^0\rangle \right] \quad (2.7)$$

définis comme des états purement  $|B^0\rangle$  (respectivement  $|\bar{B}^0\rangle$ ) à  $t = 0$ . On a posé ici  $m_B = \frac{m_H + m_L}{2}$ .

Les probabilités de désintégration d'un état  $|B^0(t)\rangle$  ou  $|\bar{B}^0(t)\rangle$  en un état final  $f$  ou son conjugué  $\bar{f}$  s'écrivent :

$$|\langle f | \mathcal{H} | B^0(t) \rangle|^2 = e^{-\Gamma_d t} |A_f|^2 \frac{1 + |\lambda|^2}{2} \left[ 1 + \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2} \cos \Delta m_d t - \frac{2\Im m \lambda}{1 + |\lambda|^2} \sin \Delta m_d t \right] \quad (2.8)$$

$$|\langle \bar{f} | \mathcal{H} | B^0(t) \rangle|^2 = e^{-\Gamma_d t} |A_{\bar{f}}|^2 \frac{1 + \frac{1}{|\lambda|^2}}{2} \left[ 1 + \frac{1 - \frac{1}{|\lambda|^2}}{1 + \frac{1}{|\lambda|^2}} \cos \Delta m_d t - \frac{2\Im m \frac{1}{\lambda}}{1 + \frac{1}{|\lambda|^2}} \sin \Delta m_d t \right] \quad (2.9)$$

$$|\langle f | \mathcal{H} | \bar{B}^0(t) \rangle|^2 = e^{-\Gamma_d t} |\bar{A}_f|^2 \frac{1 + \frac{1}{|\bar{\lambda}|^2}}{2} \left[ 1 + \frac{1 - \frac{1}{|\bar{\lambda}|^2}}{1 + \frac{1}{|\bar{\lambda}|^2}} \cos \Delta m_d t - \frac{2\Im m \frac{1}{\bar{\lambda}}}{1 + \frac{1}{|\bar{\lambda}|^2}} \sin \Delta m_d t \right] \quad (2.10)$$

$$|\langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{B}^0(t) \rangle|^2 = e^{-\Gamma_d t} |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 \frac{1 + |\bar{\lambda}|^2}{2} \left[ 1 + \frac{1 - |\bar{\lambda}|^2}{1 + |\bar{\lambda}|^2} \cos \Delta m_d t - \frac{2\Im m \bar{\lambda}}{1 + |\bar{\lambda}|^2} \sin \Delta m_d t \right] \quad (2.11)$$

où l'on a défini,  $\mathcal{H}$  étant le hamiltonien de l'interaction faible :

$$A_f = \langle f | \mathcal{H} | B^0 \rangle \quad ; \quad A_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | \mathcal{H} | B^0 \rangle \quad (2.12)$$

$$\bar{A}_f = \langle f | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle \quad ; \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle \quad (2.13)$$

et

$$\lambda = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} \quad , \quad \bar{\lambda} = \frac{p}{q} \frac{A_{\bar{f}}}{\bar{A}_f} . \quad (2.14)$$

Dans la suite, nous allons nous intéresser aux modes du type  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (partie 2.3) ou  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  (partie 2.4) où l'état final est un état propre de  $CP$ , de valeur propre  $\eta_{CP}$ . On peut définir alors :

$$\lambda_{CP} = \eta_{CP} \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} = \lambda = \frac{1}{\bar{\lambda}} , \quad (2.15)$$

et le système (2.8-2.11) se réduit à deux équations :

$$|\langle f|\mathcal{H}|B^0(t)\rangle|^2 = e^{-\Gamma_d t} \frac{|A_f|^2 + |\bar{A}_f|^2}{2} \left[ 1 + \frac{1 - |\lambda_{CP}|^2}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \cos \Delta m_d t - \frac{2\Im m \lambda_{CP}}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \sin \Delta m_d t \right] \quad (2.16)$$

$$|\langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0(t)\rangle|^2 = e^{-\Gamma_d t} \frac{|A_f|^2 + |\bar{A}_f|^2}{2} \left[ 1 - \frac{1 - |\lambda_{CP}|^2}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \cos \Delta m_d t + \frac{2\Im m \lambda_{CP}}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \sin \Delta m_d t \right] \quad (2.17)$$

où l'on a de plus utilisé le fait que  $\Delta \Gamma_d \ll \Delta m_d$  implique  $|q/p| \approx 1$ .

Les modes étudiés dans ce manuscrit nous feront rencontrer deux types de manifestation de la violation de  $CP$ , c'est à dire deux cas où les probabilités de désintégration  $|\langle f|\mathcal{H}|B^0(t)\rangle|^2$  et  $|\langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0(t)\rangle|^2$  ne sont pas identiques :

- la violation de  $CP$  dans la désintégration, ou violation de  $CP$  *directe*, lorsque  $|\lambda_{CP}| \neq 1$  (partie 2.4) ;
- la violation de  $CP$  dans l'interférence entre la désintégration et le mélange  $B^0 \bar{B}^0$ , lorsque  $\Im m \lambda_{CP} \neq 0$  (sections 2.3 et 2.4)<sup>2</sup>.

Un troisième type de violation de  $CP$ , la violation de  $CP$  dans le mélange  $B^0 \bar{B}^0$ , caractérisée par la condition  $|q/p| \neq 1$ , n'est pas abordée dans la suite.

### 2.1.3 La matrice CKM du modèle standard

Le modèle standard de l'interaction électrofaible se base sur le groupe de symétrie de jauge  $SU(2) \times U(1)$ . Alors que l'invariance de jauge interdit la présence de termes de masse dans le lagrangien, c'est la brisure spontanée de la symétrie via l'interaction des fermions avec le champ de Higgs qui permet à ceux-ci d'acquérir une masse. Dans le secteur des quarks, les matrices de masse sont définies par :

$$M_{u,d} = \frac{v G_{u,d}}{\sqrt{2}}. \quad (2.18)$$

$G_{u,d}$  sont les constantes de couplage du Higgs avec les quarks *up* ( $u, c, t$ ) et *down* ( $d, s, b$ ) et  $v$  est la valeur du champ scalaire de Higgs dans le vide ( $v \neq 0$ ). Les matrices  $M_{u,d}$  sont complexes, quelconques. On appelle  $U_{u,d}$  et  $\tilde{U}_{u,d}$  les matrices de rotation qui permettent de les diagonaliser :

$$U_{u,d} M_{u,d} \tilde{U}_{u,d}^\dagger = M_{u,d}^{diag}. \quad (2.19)$$

L'écriture du lagrangien dans la base des états propres de masse laisse le terme de courant neutre inchangé. En revanche, le terme décrivant l'interaction des quarks par courant chargé est modifié par le produit  $V_{CKM} = U_u \tilde{U}_d^\dagger$ , qu'on appelle matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa [9, 10] et qui décrit le mélange des trois générations de quarks.

Par convention, elle agit sur les quarks *down* :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

---

<sup>2</sup>Plus rigoureusement, on définit la violation de  $CP$  dans l'interférence entre la désintégration et le mélange  $B^0 \bar{B}^0$  par la condition  $\lambda_{CP} \neq 1$ . Dans le cas (par exemple celui des désintégrations du type  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ) où  $|\lambda_{CP}| = 1$  et où on fait l'hypothèse que  $|q/p| = 1$ , alors on retrouve la condition couramment citée,  $\Im m \lambda_{CP} \neq 0$ .



Complexe, produit de deux matrices unitaires, elle est elle-même unitaire. En utilisant cette propriété et en fixant les phases arbitraires à zéro, on peut écrire la matrice CKM en fonction de seulement trois paramètres réels et une phase. Une paramétrisation générale fait intervenir trois angles d'Euler  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  et  $\theta_{23}$  et une phase  $\delta$  [ 11] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

où  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ ,  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$  pour  $i < j = 1, 2, 3$ . Pour deux familles de quarks ( $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$ ), on retrouve la matrice de Cabibbo dépendant d'un seul angle  $\theta_c = \theta_{12}$ .

D'après la hierarchie observée expérimentalement, Wolfenstein a proposé une paramétrisation [ 12] en fonction des paramètres  $A$ ,  $\lambda$ ,  $\rho$  et  $\eta$ , où  $\lambda$  est le sinus de l'angle de Cabibbo  $\theta_c$ . Cette paramétrisation est un développement en fonction de  $\lambda$ , souvent écrit à l'ordre 4 :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (2.22)$$

Une définition des paramètres de Wolfenstein, exacte à tout ordre en  $\lambda$  est [ 13] :

$$\begin{aligned} s_{12} &\equiv \lambda, \\ s_{23} &\equiv A\lambda^2, \\ s_{13}e^{-i\delta} &\equiv A\lambda^3(\rho - i\eta), \end{aligned} \quad (2.23)$$

Cette définition permet de respecter exactement la condition d'unitarité et est effectivement utilisée dans le programme CKMfitter qui fait l'objet du chapitre 3.

#### 2.1.4 Le triangle d'unitarité

Une conséquence de l'unitarité de la matrice  $V_{CKM}$  est la relation triangulaire entre les éléments de la première et de la troisième colonnes :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (2.24)$$

Divisée par  $V_{cd}V_{cb}^*$  :

$$\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = 0, \quad (2.25)$$

elle est représentée graphiquement par ce qu'on appelle *le triangle d'unitarité* (figure 2.1), dont les sommets sont  $(0, 0)$ ,  $(0, 1)$  et  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ , tels que :

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} \equiv -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}, \quad (2.26)$$

et les angles,  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  tels que :

$$\alpha = \arg \left[ -\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right], \quad \beta = \arg \left[ -\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right], \quad \gamma = \arg \left[ -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right]. \quad (2.27)$$

Parmi les six relations d'unitarité triangulaires possibles, seules deux (dont la relation (2.24)) présentent la propriété d'avoir des cotés de même ordre de grandeur. La relation (2.24), outre

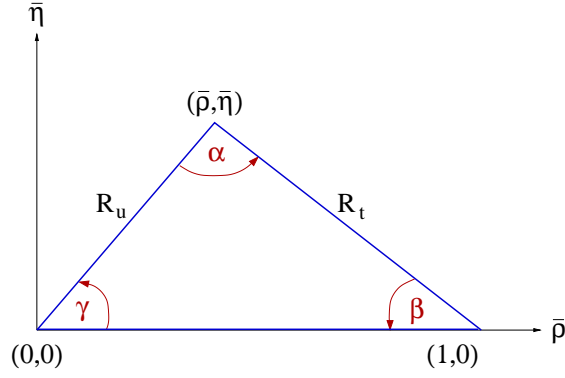


FIG. 2.1 – Le triangle d’unitarité dans la paramétrisation de Wolfenstein.

qu’elle se prête donc bien à une représentation graphique, met en jeu directement les éléments de la matrice CKM qui interviennent dans les désintégration des mésons  $B$ . En particulier, les canaux étudiés dans la suite, tels que  $B^0 \rightarrow \pi\pi$  et  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , sont liés aux angles  $\alpha$  et  $\beta$ .

## 2.2 Quelques généralités sur les mesures de violation de $CP$ à *BABAR*

### 2.2.1 La mesure des temps de désintégration

Dans une usine à  $B$  telle que PEP-II, les mésons  $B$  sont produits dans la désintégration d’un méson vecteur  $\Upsilon(4S)$  et se trouvent donc dans un état cohérent de moment orbital  $L = 1$  qui contient à tout instant à la fois un  $B^0$  et un  $\bar{B}^0$ . Cela implique qu’à l’instant où l’un des deux se désintègre dans un état de saveur déterminé, le second  $B$  se trouve dans l’état opposé. Ainsi, les équations d’évolution temporelle (2.16-2.17) s’expriment-elles en fonction de la différence des temps de désintégration  $\Delta t$ . Notant  $B_{CP}$  le méson reconstruit dans un état propre de  $CP$ , et  $B_{tag}$  le second  $B$  produit dans la désintégration de l’ $\Upsilon(4S)$ , on définit  $\Delta t = t_{CP} - t_{tag}$ .  $\Delta t$  est déterminé expérimentalement par la mesure de la distance  $\Delta z$  entre les vertex de désintégration des deux mésons  $B$ , projetée sur l’axe  $z$  (voir figure 2.2) :

$$\Delta z = \beta \gamma \gamma_{tag}^* c \Delta t + \gamma \beta_{tag}^* \gamma_{tag}^* \cos \theta_{tag}^* c(t_{tag} + t_{CP}) \quad (2.28)$$

où  $\beta$  et  $\gamma$  sont la vitesse et le facteur de Lorentz du  $\Upsilon(4S)$  dans le repère du laboratoire, et  $\beta_{tag}^*$ ,  $\gamma_{tag}^*$  et  $\theta_{tag}^*$ , la vitesse, le facteur de Lorentz et l’angle polaire du  $B_{tag}$  dans le repère du  $\Upsilon(4S)$ .

La quantité  $t_{tag} + t_{CP}$  ne peut être mesurée qu’avec une très mauvaise précision, aussi fait-on l’approximation  $t_{tag} + t_{CP} \approx \tau_B + |\Delta t|$ . Malgré la petitesse du second terme de l’équation (2.28), cette correction apporte une amélioration de l’ordre de 5% sur la résolution de  $\Delta t$ .

Le vertex du  $B_{CP}$  est reconstruit en ajustant l’ensemble des trajectoires des particules chargées issues de sa désintégration à une intersection commune.<sup>3</sup> Toutes les particules chargées restantes sont attribuées au  $B_{tag}$  et leurs trajectoires sont ajustées à un second vertex. Afin de réduire le biais induit par la durée de vie importante des mésons charmés, les particules apportant une grande contribution au  $\chi^2$  sont rejetées. Par ailleurs, la connaissance de l’impulsion du  $B_{CP}$  combinée à celle de la taille de la zone lumineuse (région d’interaction des

<sup>3</sup>Pour les particules chargées provenant d’un  $K_S^0$  ou d’un  $\Lambda$ , on reconstruit d’abord le méson initial avant de l’inclure dans l’ajustement afin de traiter de façon adéquate le fait qu’il ait une durée de vie significative.

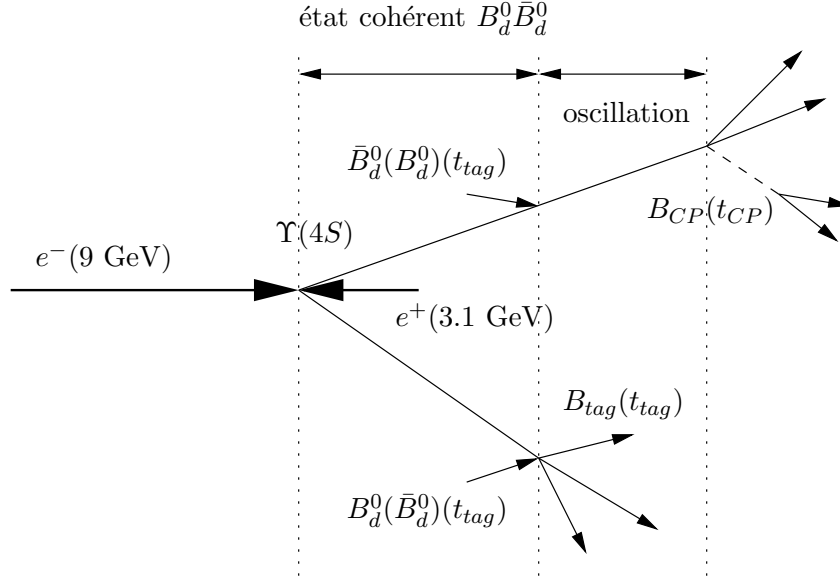


FIG. 2.2 – Principe de la mesure de  $\Delta t \equiv t_{CP} - t_{tag}$  basé sur la production cohérente d'une paire de mésons  $B^0 \bar{B}^0$ , via la résonance  $\Upsilon(4S)$ , dans un collisionneur asymétrique en énergie. Si le méson  $B_{tag}$  est dans un tat  $B^0(\bar{B}^0)$  alors le méson  $B_{CP}$  est dans l'état  $\bar{B}^0(B^0)$  l'instant de désintégration,  $t_{tag}$ , du méson  $B_{tag}$  [ 20].

faisceaux) donne une contrainte cinématique supplémentaire sur le  $B_{tag}$  et améliore la précision sur  $\Delta z$ . La résolution moyenne estimée sur simulation Monte Carlo est de  $190 \mu\text{m}$ , largement dominée par la reconstruction du  $B_{tag}$ , à comparer avec une séparation moyenne des vertex  $\langle \Delta z \rangle = \beta \gamma c \tau_B \approx 260 \mu\text{m}$ .

### 2.2.2 L'étiquetage de la saveur initiale du $B$

Afin d'observer expérimentalement les dépendances temporelles décrites par les équations (2.16-2.17), il faut connaître la saveur du méson  $B$  neutre  $B_{CP}$  à l'instant de désintégration du  $B_{tag}$ ,  $t = t_{tag}$ . Puisque les deux  $B$  évoluent dans un état cohérent, l'analyse du  $B_{tag}$  permet de déduire par opposition la saveur du  $B_{CP}$ .

Les algorithmes d'étiquetage de la saveur se basent sur plusieurs éléments caractérisant la saveur du méson initial :

- la présence d'un lepton (électron ou muon) de haute impulsion (de l'ordre du GeV) signant une désintégration semi-leptonique  $b \rightarrow cl^- \nu_l$  ou  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}l^+ \bar{\nu}_l$ , la charge du lepton indiquant la saveur  $b$  ou  $\bar{b}$ ;
- la charge des kaons, résultant de désintégrations  $b \rightarrow c \rightarrow s$ . Environ 15% d'entre eux cependant présentent la corrélation de charge opposée lorsqu'ils sont issus de désintégration en deux mésons charmés.
- la présence de pions peu énergétiques, caractéristiques des modes  $B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu_l$ ,  $D^{*-} \rightarrow D^0 \pi^-$ . Là également la charge du pion signe la saveur du  $B_{tag}$ .

L'algorithme d'étiquetage utilisé dans les premières analyses de violation de  $CP$ , en particulier les mesures de  $\sin 2\beta$  en 2000 et 2001 [ 14]-[ 17], classe les événements en cinq catégories :

- la catégorie **leptons** regroupe les événements dont le  $B_{tag}$  contient une trace chargée identifiée comme étant un électron ou un muon d'impulsion dans le repère du centre de masse supérieure respectivement à 1 GeV ou 1,1 GeV ;
- l'événement est classé dans la catégorie **kaons** si la somme des charges des particules

chargées identifiées comme étant un kaon dans le  $B_{tag}$  est non nulle. Le signe de la somme détermine alors la saveur.

Un événement n'entrant dans aucune de ces deux catégories ou pour lequel l'information des leptons et des kaons donne une réponse contradictoire est analysé à l'aide d'un réseau de neurones. Le réseau est entraîné sur des lots d'événements simulés pour sélectionner des événements contenant des leptons ou des kaons n'ayant pu être identifiés comme tels, ou des pions peu énergétiques. La variable en sortie du réseau de neurones,  $x_{NT}$ , comprise dans l'intervalle  $[-1, 1]$  qualifie la probabilité que le  $B_{tag}$  soit un  $B^0$  ( $x_{NT} \rightarrow -1$ ) ou un  $\bar{B}^0$  ( $x_{NT} \rightarrow +1$ ). Trois catégories sont construites :

- la catégorie **NT1** :  $|x_{NT}| > 0,5$  ;
- la catégorie **NT2** :  $0,2 < |x_{NT}| < 0,5$  ;
- la catégorie **noTag** :  $|x_{NT}| < 0,2$ , regroupe les événements pour lesquels on n'a pu déterminer la saveur du  $B_{tag}$ .

L'étude des performances de cet algorithme, notamment l'estimation des fractions de mauvais étiquetage pour les quatre premières catégories, fait l'objet de la partie 2.3. Les analyses ultérieures, en particulier la mesure des asymétries  $CP$  dans les désintégrations  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (partie 2.4), utilise un algorithme légèrement plus performant, entièrement basé sur des réseaux de neurones. Toutefois, les informations physiques restent les mêmes.

Dans la suite,  $\{B_{CP}, B_{tag}\}$  désigne un lot d'événements dont l'un des  $B$  est reconstruit dans un état propre de  $CP$  et dont l'autre  $B$  a été analysé par l'algorithme d'étiquetage.

### 2.2.3 Expression des probabilités de désintégration

La production des paires  $B^0\bar{B}^0$  dans un état cohérent a donc deux conséquences expérimentales directes : la dépendance en  $\Delta t$  des expressions temporelles et l'étiquetage de la saveur initiale du  $B_{CP}$  par opposition à celle du  $B_{tag}$ . Dans ce cadre, les équations (2.16-2.17) s'écrivent :

$$f_{\pm}(\Delta t) = \frac{\Gamma_d}{4} e^{-\Gamma_d |\Delta t|} \left[ 1 \mp \frac{1 - |\lambda_{CP}|^2}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \cos \Delta m_d \Delta t \pm \frac{2\Im m \lambda_{CP}}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \sin \Delta m_d \Delta t \right] , \quad (2.29)$$

$f_+$  (respectivement  $f_-$ ) est la probabilité de désintégration du  $B_{CP}$  lorsque le  $B_{tag}$  est un  $B^0$  (respectivement un  $\bar{B}^0$ ). Ni l'étiquetage, ni la mesure de  $\Delta t$  n'étant parfaits, l'expression de  $f_{\pm}$  doit être modifiée pour prendre en compte ces effets. Notant pour chacune des catégories  $c =$ , **leptons**, **kaons**, **NT1**, **NT2**,  $w^c$  la fraction d'événements étiquetés avec une saveur erronée, et  $\mathcal{R}^c(\Delta t)$  la fonction de résolution de la mesure de  $\Delta t$ ,  $f_{\pm}^c$  s'écrit :

$$f_{\pm}^c(\Delta t) = \frac{\Gamma_d}{4} e^{-\Gamma_d |\Delta t|} \left[ 1 \mp (1 - 2w^c) \left( \frac{1 - |\lambda_{CP}|^2}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \cos \Delta m_d \Delta t - \frac{2\Im m \lambda_{CP}}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \sin \Delta m_d \Delta t \right) \right] \otimes \mathcal{R}^c(\Delta t) . \quad (2.30)$$

La figure 2.3 illustre l'effet sur  $f_{\pm}^c$  d'une résolution et d'un étiquetage imparfaits. La mesure des fractions  $w^c$  et la détermination des fonctions de résolution  $\mathcal{R}^c$  sont faites grâce à un lot d'événements  $\{B_{sav}, B_{tag}\}$  dont l'un des deux  $B$  neutres, noté  $B_{sav}$ , se désintègre dans un état final dit *auto-étiquetant*, c'est à dire qui suffit à déterminer sans ambiguïté la saveur à l'instant de la désintégration, et que l'on peut reconstruire entièrement :  $B^0 \rightarrow D^{(*)-}\pi^+$ ,  $B^0 \rightarrow D^{(*)-}\rho^+$ ,  $B^0 \rightarrow D^{(*)-}a_1^+$  et  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ,  $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ . La probabilité de désintégration du  $B_{sav}$  dans une saveur opposée ( $h_+$ ) ou identique ( $h_-$ ) à celle du  $B_{tag}$  est donnée par :

$$h_{\pm}^c = \frac{\Gamma_d}{4} e^{-\Gamma_d |\Delta t|} [1 \pm (1 - 2w^c) \cos \Delta m_d \Delta t] \otimes \mathcal{R}^c , \quad (2.31)$$

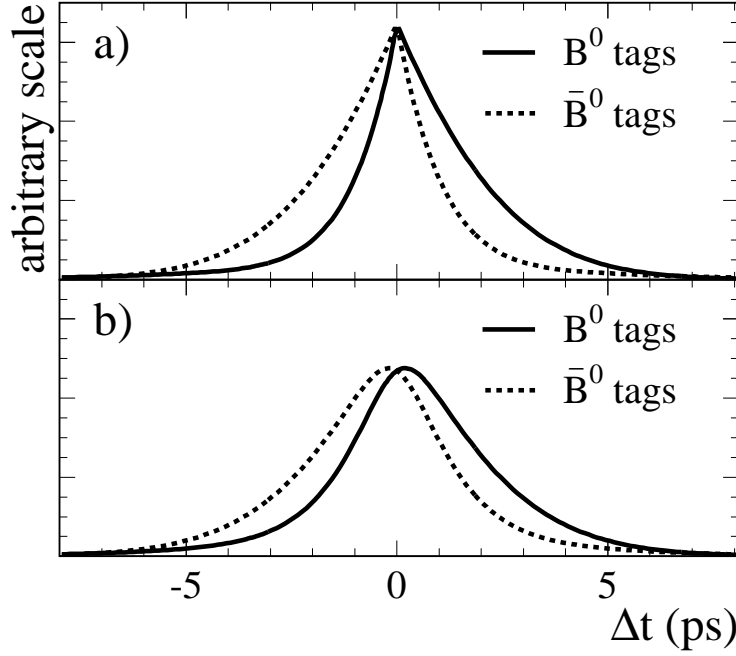


FIG. 2.3 – Probabilités de désintégration du  $B_{CP}$  à l'instant  $\Delta t$  lorsque le  $B_{tag}$  est étiqueté  $B^0$  (trait plein) ou  $\bar{B}^0$  (tirets). En haut : étiquetage de la saveur et résolution sur  $\Delta t$  parfaits (équation 2.29) ; En bas : étiquetage de la saveur imparfait et résolution sur  $\Delta t$  finie (équation 2.30).

et illustrée par la figure 2.4.

La résolution sur  $\Delta t$  étant largement dominée par le  $B_{tag}$ , on fait l'hypothèse que la fonction  $\mathcal{R}^c$  estimée sur cet échantillon est identique à celle de l'échantillon  $\{B_{CP}, B_{tag}\}$ . En revanche, elle est déterminée séparément pour chaque catégorie car fortement dépendante du mode désintégration du  $B_{tag}$ . D'autre part, la mesure de l'amplitude d'oscillation donne accès directement aux fractions de mauvais étiquetage  $w^c$ .

L'équation (2.30) montre à quel point il est important à la fois d'avoir un étiquetage performant et de bien mesurer les imperfections. La quantité  $1 - 2w^c$  étant en facteur des termes en sinus et cosinus, elle a un effet de dilution du caractère oscillatoire. D'autre part, elle doit être estimée précisément pour pouvoir mesurer  $\lambda_{CP}$ . L'estimation des fractions de mauvais étiquetage est l'objet de la partie 2.3.

Enfin, des termes additionnels décrivant la dépendance en temps des événements de bruit de fond sont pris en compte. Les distributions s'écrivent alors :

$$\mathcal{F}_{\pm}(\Delta t) = \sum_c f_{sig}^c f_{\pm}^c(\Delta t) + \sum_{c,\beta} f_{\beta}^c g_{\beta,\pm}^c(\Delta t) , \quad (2.32)$$

où, pour une catégorie d'étiquetage  $c$ ,  $f_{sig}^c$  est la fraction d'événements de signal, et  $f_{\beta}^c$ ,  $g_{\beta,\pm}^c$  sont la fraction d'événements et la dépendance temporelle du bruit de fond de type  $\beta$ . Des fonctions analogues  $\mathcal{H}_{\pm}$  sont définies pour l'échantillon  $\{B_{sav}, B_{tag}\}$ .

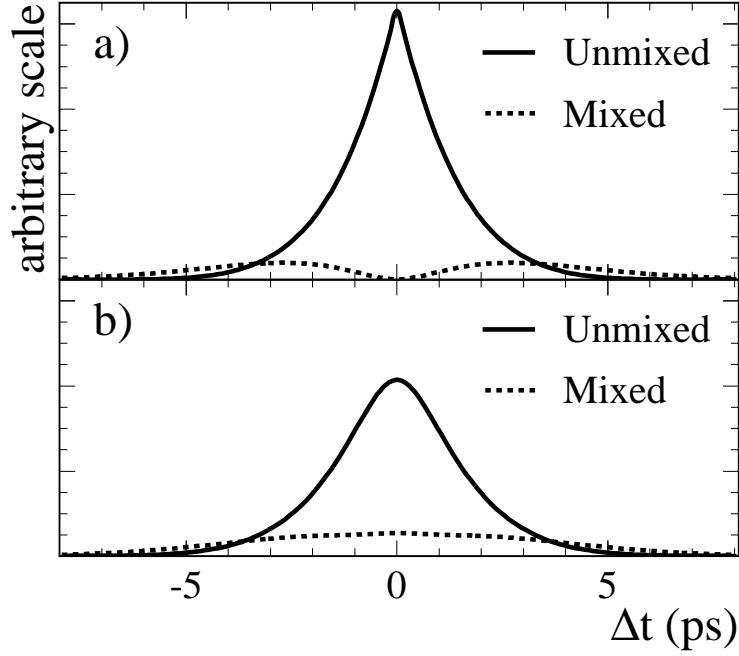


FIG. 2.4 – Probabilités de désintégration du  $B_{sav}$  à l'instant  $\Delta t$  lorsque le  $B_{sav}$  et le  $B_{tag}$  ont des saveurs opposées (trait plein, événements  $B^0\bar{B}^0$ ) ou identiques (tirets, événements  $B^0B^0$  ou  $\bar{B}^0\bar{B}^0$ ). En haut : étiquetage de la saveur et résolution sur  $\Delta t$  parfaits ; En bas : étiquetage de la saveur imparfait et résolution sur  $\Delta t$  finie (équation 2.31).

#### 2.2.4 La violation de $CP$ dans les désintégrations $b \rightarrow c\bar{c}s$ avec un méson charmonium dans l'état final

La première étude de violation de  $CP$  abordée par l'expérience *BABAR* a été faite sur les désintégrations  $b \rightarrow c\bar{c}s$  avec un méson charmonium dans l'état final :  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  et  $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$  [ 14], puis  $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$  [ 15],  $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  [ 16, 17]. Dans tous les cas, ces désintégrations sont schématisées par les diagrammes de la figure 2.2.4. L'amplitude de désintégration s'écrit :

$$A(b \rightarrow c\bar{c}s) = V_{cb}V_{cs}^*M_c + V_{ub}V_{us}^*M_u + V_{tb}V_{ts}^*M_t, \quad (2.33)$$

où l'on a explicité les facteurs CKM et les amplitudes complexes  $M_{u,c,t}$  décrivant les processus QCD.  $M_{u,t}$  ne reçoivent des contributions que des diagrammes pingouin (gluoniques, diagramme 2.2.4-b, et électrofaibles, diagrammes 2.2.4-c,d) tandis que  $M_c$  regroupe en outre le diagramme en arbre 2.2.4-a.

En utilisant la relation d'unitarité  $V_{cb}V_{cs}^* + V_{ub}V_{us}^* + V_{tb}V_{ts}^* = 0$ , l'expression (2.33) se simplifie :

$$A(b \rightarrow c\bar{c}s) = V_{cb}V_{cs}^*(M_c - M_t) + V_{ub}V_{us}^*(M_u - M_t). \quad (2.34)$$

Le second terme est supprimé d'une part par les facteurs CKM ( $|V_{ub}V_{us}^*|$  est de l'ordre de  $\lambda^4$  alors que  $|V_{cb}V_{cs}^*|$  est de l'ordre de  $\lambda^2$ ) d'autre part du fait qu'il s'agisse de diagrammes en boucle. Ainsi, à une très bonne approximation, un seul facteur CKM intervient dans l'amplitude :

$$A(b \rightarrow c\bar{c}s) = V_{cb}V_{cs}^*T_{c\bar{c}s} \quad (2.35)$$

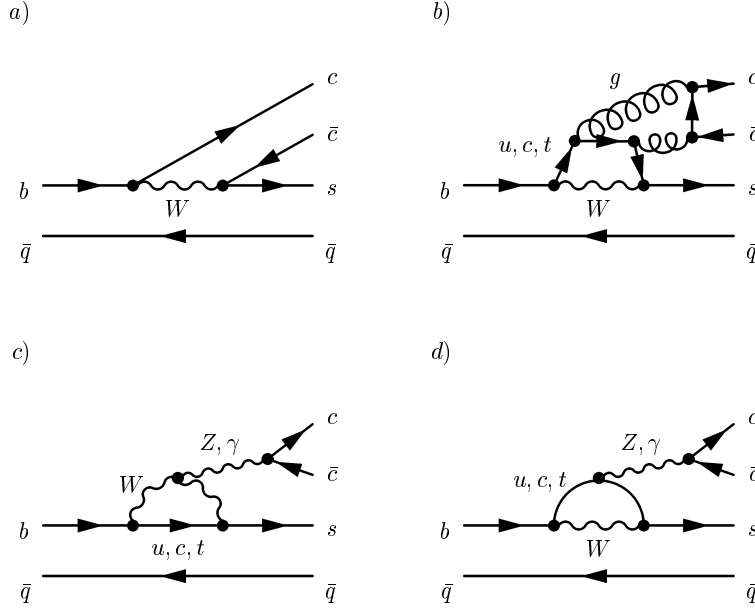


FIG. 2.5 – Diagrammes de la désintégration  $b \rightarrow c\bar{c}s$  [ 20] : a) en arbre ; b) pingouin gluonique ; c-d) pingouins électrofaibles.

où la notation  $T_{c\bar{c}s}$  souligne que cette amplitude hadronique est dominée par le diagramme en arbre.

Le paramètre  $\lambda_{CP}$  défini en (2.15) est modifié ici par le mélange des kaons neutres :

$$\lambda_{CP}(b \rightarrow c\bar{c}s) = \eta_{CP} \frac{q}{p} \frac{\bar{A}(\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{c}s)}{A(b \rightarrow c\bar{c}s)} \left( \frac{q}{p} \right)_K . \quad (2.36)$$

Utilisant les définitions (2.27) et le fait que :

$$\frac{q}{p} \approx \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \text{ et } \left( \frac{q}{p} \right)_K \approx \frac{V_{cs}V_{cd}^*}{V_{cs}^*V_{cd}} , \quad (2.37)$$

on obtient :

$$\lambda_{CP}(b \rightarrow c\bar{c}s) = \eta_{CP} e^{-2i\beta} . \quad (2.38)$$

La valeur propre  $\eta_{CP}$  dépend de l'état final considéré : elle est égale à  $-1$  pour les modes  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow \psi(2S) K_S^0$  et  $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K_S^0$  ;  $+1$  pour le mode  $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ . Le cas du canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  est particulier puisqu'on a dans l'état final une superposition d'ondes partielles de valeurs propres de  $CP$  différentes (voir par exemple [ 20]).

On voit donc que dans le cadre de l'étude des désintégrations  $b \rightarrow c\bar{c}s$  avec un méson charmonium dans l'état final, la probabilité de désintégration en fonction du temps,  $f_{\pm}^c$ , se simplifie, ne conservant comme terme oscillant que celui en sinus, dont l'amplitude est exactement  $\eta_{CP} \sin 2\beta$  :

$$f_{\pm}^c(\Delta t) = \frac{\Gamma_d}{4} e^{-\Gamma_d |\Delta t|} [1 \mp \eta_{CP} (1 - 2w^c) \sin 2\beta \sin \Delta m_d \Delta t] \otimes \mathcal{R}(\Delta t) , \quad (2.39)$$

### 2.2.5 La violation de $CP$ dans la désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

De même dans la désintégration  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , à la fois les diagrammes en arbre, diagrammes pingouin gluoniques et diagrammes pingouin électrofaibles contribuent (figure 2.2.5). L'ampli-

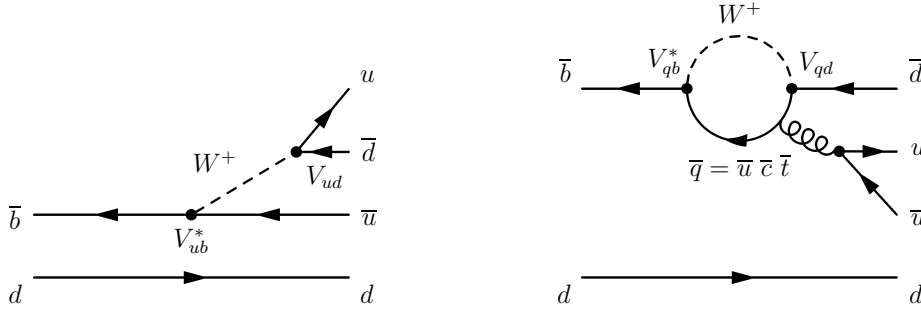


FIG. 2.6 – Diagrammes de la désintégration  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Droite : en arbre ; gauche : penguin gluonique. Le diagramme penguin électrofaible est obtenu en remplaçant le gluon émettant la paire  $u\bar{u}$  par un photon ou un  $Z^0$ .

tude de désintégration s'écrit :

$$A(B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = V_{ud}V_{ub}^*(M_u - M_c) + V_{td}V_{tb}^*(M_t - M_c) \quad (2.40)$$

où l'on a utilisé la relation d'unitarité (2.24). Notons qu'ici, les amplitudes  $M_{c,t}$  concernent les diagrammes penguin alors que  $M_u$  reçoit des contributions à la fois des topologies arbre et penguin. Posant  $T^{+-} = M_u - M_c$  et  $P^{+-} = M_t - M_c$ , l'équation (2.40) s'écrit :

$$A(B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = V_{ud}V_{ub}^*T^{+-} + V_{td}V_{tb}^*P^{+-} . \quad (2.41)$$

Les facteurs CKM  $|V_{ud}V_{ub}^*|$  et  $|V_{td}V_{tb}^*|$  étant tous deux d'ordre 3 en  $\lambda$ , on ne peut pas négliger a priori le terme penguin. Sachant que la valeur propre  $\eta_{CP}(\pi^+ \pi^-)$  est égale à 1, le paramètre  $\lambda_{CP}(\pi^+ \pi^-)$  s'écrit alors, en fonction de l'angle  $\alpha$  défini dans la formule (2.27) :

$$\lambda_{CP}(\pi^+ \pi^-) = e^{2i\alpha} \frac{1 - \left| \frac{V_{td}^* V_{tb}}{V_{ud}^* V_{ub}} \right| P^{+-}/T^{+-} e^{-i\alpha}}{1 - \left| \frac{V_{td}^* V_{tb}}{V_{ud}^* V_{ub}} \right| P^{+-}/T^{+-} e^{i\alpha}} . \quad (2.42)$$

On note respectivement  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$  les coefficients des termes en sinus et cosinus des équations d'évolution temporelle (2.16) :

$$S_{\pi\pi}^{+-} = \frac{2\Im m \lambda_{CP}(\pi^+ \pi^-)}{1 + |\lambda_{CP}(\pi^+ \pi^-)|^2} \quad \text{et} \quad C_{\pi\pi}^{+-} = \frac{1 - |\lambda_{CP}(\pi^+ \pi^-)|^2}{1 + |\lambda_{CP}(\pi^+ \pi^-)|^2} . \quad (2.43)$$

Dans le cas le plus général, la violation de  $CP$  directe ( $|\lambda_{CP}| \neq 1$ ) est donc permise. Cependant, il est nécessaire que le rapport  $P^{+-}/T^{+-}$  ne soit pas nul, que sa phase ne soit pas triviale et bien sûr que l'angle  $\alpha$  soit différent de zéro. Dans le cas où les diagrammes penguin sont négligeables, on retrouve une situation analogue aux modes charmonium, à savoir :

$$S_{\pi\pi}^{+-} = \sin 2\alpha ; \quad C_{\pi\pi}^{+-} = 0 . \quad (2.44)$$

L'analyse expérimentale a donc pour but de mesurer les coefficients  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$ . Nous verrons au chapitre 3 comment interpréter ces mesures en terme de l'angle  $\alpha$ .



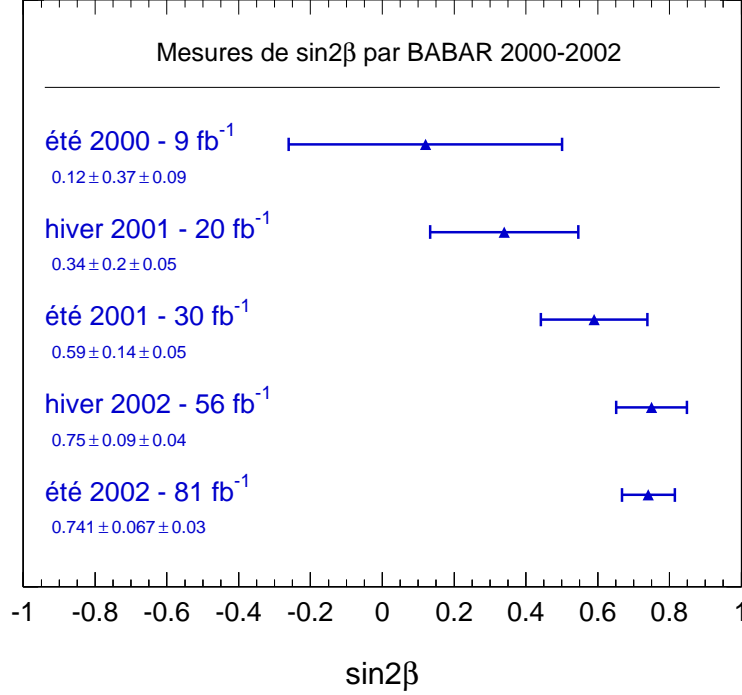


FIG. 2.7 – Mesures du paramètre  $\sin 2\beta$  par l'expérience BABAR de 2000 à 2002.

## 2.3 Mesure du paramètre $\sin 2\beta$ : évaluation des fractions de mauvais étiquetage des saveurs $B^0$ et $\bar{B}^0$

L'ensemble des mesures du paramètre  $\sin 2\beta$  publiées ou présentées en conférence [14]-[19] par l'expérience BABAR sont résumées sur la figure 2.3. Cette partie porte sur les trois premières mesures auxquelles j'ai effectivement contribué. La mesure de l'été 2001 a été la première mise en évidence de la violation de  $CP$  dans le système des  $B$  et a donné lieu à une publication dans le journal *Physical Review D*, jointe en annexe.

### 2.3.1 Les mesures de $\sin 2\beta$ en 2000 et 2001

La première mesure de  $\sin 2\beta$  a été réalisée en 2000 à partir d'un échantillon  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  et  $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$  [14]. Ont ensuite été ajoutés le mode  $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$  [15], puis en 2001, les canaux  $B^0 \rightarrow J/\psi \chi_{c1}$  et  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ,  $K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$  [16, 17]. Un ajustement par maximum de vraisemblance des fonctions de distribution  $\mathcal{F}_\pm$  et  $\mathcal{H}_\pm$  (cf. équation 2.32) est réalisé simultanément sur les lots  $\{B_{CP}, B_{tag}\}$  et  $\{B_{sav}, B_{tag}\}$ , respectivement. Le tableau 2.1 résume les nombres d'événements sélectionnés pour l'analyse de l'été 2001, ainsi que la pureté de chaque échantillon.

En mesurant avec un échantillon de 30 fb<sup>-1</sup> le paramètre

$$\sin 2\beta = 0,59 \pm 0,14(stat) \pm 0,05(syst) , \quad (2.45)$$

la violation de la symétrie  $CP$  dans le système des mésons  $B$  est donc mise en évidence pour la première fois. Par ailleurs, un ajustement de la fonction (2.30), c'est à dire sans faire d'hypothèse sur  $|\lambda_{CP}|$ , donne :

Echantillon	Modes	Nbre d'événements	pureté (%)
$B_{CP}$	$J/\psi K_S^0 (K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$461 \pm 22$	99
	$J/\psi K_S^0 (K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$	$113 \pm 12$	93
	$\psi(2S) K_S^0$	$86 \pm 17$	96
	$\chi_{c1} K_S^0$	$44 \pm 8$	98
	$J/\psi K^{*0} (K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0)$	$64 \pm 10$	74
	$J/\psi K_L^0$	$257 \pm 24$	60
Total		$1025 \pm 41$	83
$B_{sav}$	$D^{*-} \pi^+$	$2380 \pm 57$	92
	$D^{*-} \rho^+$	$1438 \pm 52$	84
	$D^{*-} a_1^+$	$1146 \pm 45$	80
	$D^- \pi^+$	$2685 \pm 65$	83
	$D^- \rho^+$	$1421 \pm 57$	74
	$D^- a_1^+$	$845 \pm 44$	67
	$J/\psi K^{*0} (K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-)$	$1013 \pm 36$	95
Total		$10941 \pm 133$	83

TAB. 2.1 – Nombre d'événements sélectionnés pour l'analyse de l'été 2001 dans les échantillons  $B_{CP}$  et  $B_{sav}$ . La pureté est également indiquée.

$$|\lambda_{CP}| = 0,93 \pm 0,09(stat) \pm 0,03(syst) , \quad (2.46)$$

en accord avec la prédiction du modèle standard,  $|\lambda_{CP}| = 1$ .

Les performances de l'algorithme d'étiquetage extraites de l'ajustement simultané sont résumées dans le tableau 2.2. La somme des efficacités des quatre catégories indique que  $(68,4 \pm 0,7)\%$  sont étiquetés. La catégorie **leptons** est particulièrement fiable puisqu'elle présente une fraction de mauvais étiquetage  $w^c = (9,0 \pm 1,4)\%$  seulement, mais ne concerne que  $(10,9 \pm 0,3)\%$  des événements. Les possibles différences de fractions  $w^c$  entre les  $B^0$  et les  $\bar{B}^0$ , due à une réponse asymétrique du détecteur aux pions et kaons positifs ou négatifs, sont prises en compte dans l'ajustement. Elles s'avèrent notables dans les catégories **NT1** et **NT2**. Enfin, on définit les facteurs de qualité  $Q^c = \epsilon^c(1 - 2w^c)^2$ , où  $\epsilon^c$  est l'efficacité, l'erreur statistique sur le paramètre  $\sin 2\beta$  étant proportionnelle à  $1/\sqrt{\sum Q^c}$ . La catégorie **kaons** est celle qui a le meilleur apport statistique, avec  $Q^c = (15,0 \pm 0,9)\%$ .

### 2.3.2 Evaluation des erreurs d'étiquetage des saveurs $B^0$ et $\bar{B}^0$ par une méthode de comptage

#### Principe

L'ajustement simultané des distributions en temps  $\mathcal{F}_\pm$  et  $\mathcal{H}_\pm$  nécessitent un bon contrôle de l'ensemble de la chaîne d'analyse, en particulier de la reconstruction des vertex. Les possibles biais, l'estimation des erreurs, et leur correction par la fonction de résolution doivent être maîtrisés, non seulement pour les événements de signal mais également pour le bruit de fond.

Une méthode alternative de mesure des fractions de mauvais étiquetage a été proposée. Elle se base sur la mesure, par simple comptage sur le lot de données  $\{B_{sav}, B_{tag}\}$ , de la fraction

Catégorie	$\epsilon$ (%)	$w$ (%)	$\Delta w$ (%)	$Q$ (%)
<b>leptons</b>	$10,9 \pm 0,3$	$9,0 \pm 1,4$	$0,9 \pm 2,2$	$7,4 \pm 0,5$
<b>kaons</b>	$35,9 \pm 1,0$	$17,6 \pm 1,0$	$-1,9 \pm 1,5$	$15,0 \pm 0,9$
<b>NT1</b>	$7,8 \pm 0,3$	$22,0 \pm 2,1$	$5,6 \pm 3,2$	$2,5 \pm 0,4$
<b>NT2</b>	$13,8 \pm 0,3$	$35,1 \pm 1,9$	$-5,9 \pm 2,7$	$1,2 \pm 0,3$
Total	$68,4 \pm 0,7$			$26,1 \pm 1,2$

TAB. 2.2 – Performances de l’algorithme d’étiquetage de la saveur mesurées par l’ajustement simultané sur les échantillons  $\{B_{CP}, B_{tag}\}$  et  $\{B_{sav}, B_{tag}\}$ . De gauche à droite, pour chaque catégorie : efficacité, fraction de mauvais étiquetage, différence de fraction de mauvais étiquetage entre les  $B^0$  et les  $\bar{B}^0$  et facteur de qualité.

d’événements dits *mélangés*, c’est à dire pour lesquels l’un des deux  $B$  a oscillé, de sorte d’être dans le même état de saveur :  $B^0 B^0$  ou  $\bar{B}^0 \bar{B}^0$ . Cette fraction globale, intégrée sur tous les temps de désintégration, est donnée par [ 21] :

$$\chi_d = \frac{1}{2} \frac{x_d^2}{1 + x_d^2} = 0,174 \pm 0,009 \quad (2.47)$$

où  $x_d = \Delta m_d / \Gamma_d$ .<sup>4</sup>

La fraction d’événements mélangés observée est modifiée par la fraction de mauvais étiquetage. Pour chaque catégorie, on peut écrire :

$$\chi_{obs}^c = \chi_d + (1 - 2\chi_d)w^c. \quad (2.48)$$

La présence de bruit de fond induit des termes supplémentaires :

$$\chi_{obs}^c = f_{sig}^c(\chi_d + (1 - 2\chi_d)w^c) + \sum_{\beta} f_{\beta}^c \chi_{\beta}^c, \quad (2.49)$$

où  $f_{sig}^c$  et  $f_{\beta}^c$  sont les fractions d’événements de signal et de chaque bruit de fond  $\beta$  tels que  $f_{sig}^c + \sum_{\beta} f_{\beta}^c = 1$ , et  $\chi_{\beta}^c$  la fraction d’événements mélangés observée dans le bruit de fond  $\beta$ . Chacune de ces quantités dépend de la catégorie d’étiquetage.  $f_{sig}^c$ ,  $f_{\beta}^c$  et  $\chi_{\beta}^c$  étant mesurées dans les données (ou par Monte Carlo), on extrait les fractions  $w^c$  grâce à l’équation (2.49). La méthode est donc simple et très robuste.

Afin d’en améliorer la précision statistique, on choisit de se restreindre aux événements satisfaisant  $|\Delta t| < 2,5$  ps. Cette limite, dont la valeur a été choisie par minimisation de l’erreur sur  $w^c$ , correspond environ au temps  $|\Delta t|$  au-delà duquel les nombres d’événements mélangés et non-mélangés sont à peu près égaux (voir figure 2.4). Prendre en compte ces événements n’apporte donc pas d’information supplémentaire et au contraire dilue celle contenue dans l’intervalle  $|\Delta t| < 2,5$  ps.

La fraction  $\chi_d$  est alors remplacée par :

$$\chi_d' = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\int e^{-\Gamma_d |\Delta t|} \cos \Delta m_d \Delta t \otimes \mathcal{R}(\Delta t) d(\Delta t)}{\int e^{-\Gamma_d |\Delta t|} \otimes \mathcal{R}(\Delta t) d(\Delta t)} \right] = 0,079, \quad (2.50)$$

où les intégrales portent sur l’intervalle  $|\Delta t| < 2,5$  ps. La fonction de résolution  $\mathcal{R}$  est déterminée sur l’ensemble des catégories d’étiquetage. La méthode devient donc dépendante

<sup>4</sup>La valeur citée dans l’équation (2.47) est celle utilisée dans la référence [ 17]. La valeur actuelle est :  $\chi_d = 0,182 \pm 0,015$  [ 22]

de la fonction de résolution. Toutefois, l'estimation des erreurs systématiques montre que cette dépendance reste faible.

### Evaluation des bruits de fond

Cette méthode de comptage est appliquée à l'échantillon  $\{B_{sav}, B_{tag}\}$ .  $6347 \pm 89$  événements sont étiquetés. La pureté moyenne,  $(85, 8 \pm 0, 5)\%$ , est légèrement supérieure à celle de l'échantillon total. Deux types d'événements de bruit de fond sont considérés : les événements de type combinatoire, c'est à dire pour lesquels une combinaison aléatoire de particules simule l'état final d'un mode de désintégration recherché ; les événements  $B^+B^-$  dont l'un des  $B$  se désintègre dans un mode très proche d'un mode neutre. Ce second bruit de fond est faible : on estime  $f_{B^\pm} = (1, 3 \pm 0, 8)\%$ , par simulation Monte Carlo. Les fractions  $\chi_{B^\pm}^c$  sont mesurées sur un échantillon de méson  $B$  reconstruits dans les modes  $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ ,  $B^- \rightarrow J/\psi K^{(*)-}$ ,  $B^- \rightarrow \psi(2S)K^-$  et  $B^- \rightarrow \chi_{c1}K^-$ . Les  $B$  chargés ne se mélangeant pas, elles sont directement données par les fractions de mauvais étiquetage.

Pour évaluer le bruit de fond combinatoire, on utilise une variable appelée *masse substituée*,  $m_{ES}$ , définie par :

$$m_{ES} = \sqrt{E_{sub}^2 - \vec{p}_B^2} \quad (2.51)$$

où  $E_{sub} = (s/2 - \vec{p}_B \cdot \vec{p}_{ee})/E_{ee}$  est l'énergie estimée dans le repère du laboratoire pour un candidat d'impulsion  $\vec{p}_B$ , connaissant le quadri-vecteur énergie-impulsion de l'état initial  $e^+e^-$ ,  $(E_{ee}, \vec{p}_{ee})$ ;  $\sqrt{s}$  est l'énergie dans le repère du centre de masse.

Les distributions de la variable  $m_{ES}$  sont données figure 2.8 pour chacune des quatre catégories. Les courbes surperposées aux histogrammes sont le résultat d'un ajustement par la somme d'une gaussienne pour décrire le signal et d'une fonction dite ARGUS pour décrire le bruit de fond, définie par :

$$\mathcal{A}(m_{ES}) \propto m_{ES} \sqrt{1 - \left(\frac{m_{ES}}{m_0}\right)^2} e^{\xi \left(1 - \left(\frac{m_{ES}}{m_0}\right)^2\right)}. \quad (2.52)$$

$m_0$ , limite cinématique du spectre, est fixée à  $5,29 \text{ GeV}/c^2$ ;  $\xi$  est un paramètre libre.

La région de signal est définie par  $m_{ES} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$  et la paramétrisation par la fonction ARGUS est utilisée pour estimer les fractions  $f_\beta^c$  dans cette région. Faisant l'hypothèse que la composition du bruit de fond est la même sur l'ensemble de la fenêtre de masse, les fractions d'événements mélangés  $\chi_\beta^c$  sont mesurées dans la région  $5,20 < m_{ES} < 5,27 \text{ GeV}/c^2$ .

### Résultats

Les valeurs des fractions de mauvais étiquetage ainsi extraites sont résumées dans le tableau 2.3 : la première erreur est statistique et la seconde systématique. Le chiffre entre crochet est l'erreur statistique obtenue en utilisant tous les événements, sans sélection sur  $\Delta t$ , et montre donc l'intérêt de cette sélection. Sont également indiquées les efficacités et facteurs de qualité. Les différences de résultats entre les méthodes d'extraction par ajustement (cf. 2.3.1) et comptage, sont données dans la dernière colonne, normalisées aux erreurs, statistique et systématique, non-corrélées. Elles montrent un très bon accord entre les deux méthodes.

Le détail des erreurs systématiques est donné dans le tableau 2.4. L'incertitude provenant des valeurs de  $\tau(B^0)$  et  $\Delta m_d$  est estimée en faisant varier les quantités dans l'intervalle défini par leurs erreurs expérimentales. Une procédure identique est appliquée aux paramètres de la fonction de résolution et aux fractions de bruit de fond  $f_\beta^c$ . La possibilité que la résolution en  $\Delta t$

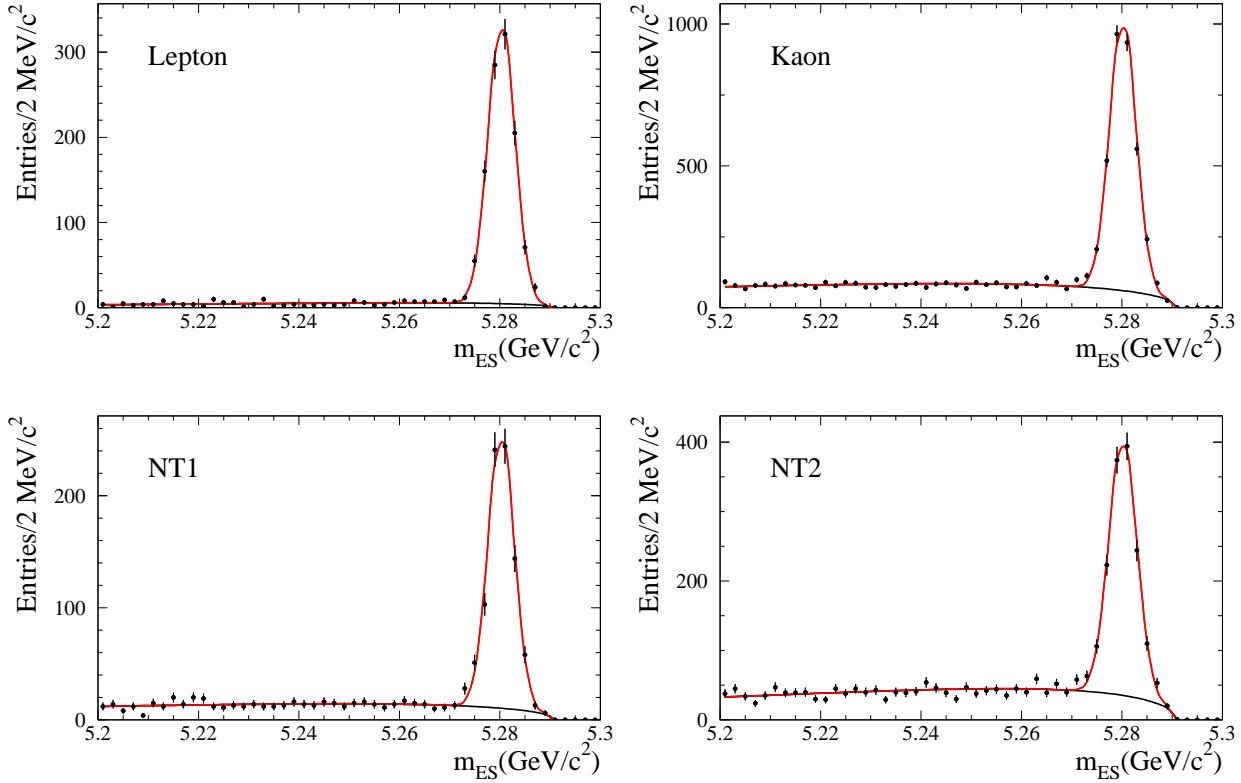


FIG. 2.8 – Distributions de masse substituée pour chaque catégorie d'étiquetage.

soit détériorée dans le cas des événements étiquetés incorrectement est étudiée sur simulation Monte Carlo et reportée comme erreur systématique. Cette dernière source d'erreur est la plus importante, sauf dans le cas de la catégorie **leptons** pour laquelle  $w^c$  est faible.

Le comptage des événements mélangés est donc une méthode simple et robuste permettant la mesure des fractions de mauvais étiquetage. En sélectionnant les événements dans une fenêtre  $|\Delta t| < 2,5 \text{ ps}$ , on améliore notablement le pouvoir statistique de la méthode, tout en restant peu sensible à la connaissance de la fonction de résolution. On atteint ainsi une précision comparable à celle de l'ajustement des distributions en temps.<sup>5</sup> En confirmant les résultats, la méthode de comptage apporte une validation essentielle à l'analyse.<sup>6</sup>

### 2.3.3 Visualisation de la violation de $CP$ par la variable $Kin$

L'asymétrie  $a_{CP}(\Delta t) = \frac{N_{B^0}(\Delta t) - N_{\bar{B}^0}(\Delta t)}{N_{B^0}(\Delta t) + N_{\bar{B}^0}(\Delta t)}$  est représentée figure 2.9, pour les états finals de valeurs propres  $\eta_{CP} = -1$  et  $\eta_{CP} = +1$  séparément, montrant clairement la dépendance sinusoïdale attendue. Une autre représentation graphique de la violation de  $CP$  est obtenue à partir de la variable  $Kin$  [24], définie par :

<sup>5</sup> Les erreurs systématiques sur les fractions  $w^c$  de la méthode d'ajustement n'ont pas été évaluées. Cependant, celles provenant des paramètres de la fonction de résolution, des fractions de bruit de fond et des fractions de mauvais étiquetage dans le bruit de fond sont propagées dans l'erreur statistique puisque ces paramètres sont évalués par l'ajustement lui-même.

<sup>6</sup> Une étude identique a été réalisée sur un échantillon d'événements où l'un des  $B$  se désintègre dans le canal  $B^0 \rightarrow D^* l \nu$ . 29042  $\pm$  1500 événements ont été sélectionnés, avec une pureté de  $(78 \pm 4)\%$ . Plusieurs sources de bruit de fond sont à prendre en compte et compliquent l'analyse. Toutefois, grâce au nombre d'événements trois fois supérieur à la taille de l'échantillon  $\{B_{sav}, B_{tag}\}$ , les erreurs finales sont comparables à celles présentées ici. Les résultats sont également en accord [17],[23].

Catégorie	$\epsilon$ (%)	$w$ (%)	$Q$ (%)	$N[\sigma]$
<b>leptons</b>	$11,0 \pm 0,3$	$9,5 \pm 1,5 \pm 0,6 [2, 0]$	7,2	-0,8
<b>kaons</b>	$35,8 \pm 0,5$	$17,8 \pm 1,0 \pm 0,7 [1, 3]$	14,8	-0,4
<b>NT1</b>	$7,9 \pm 0,3$	$22,0 \pm 2,2 \pm 0,9 [2, 7]$	2,5	+0,0
<b>NT2</b>	$13,9 \pm 0,3$	$34,3 \pm 1,9 \pm 1,1 [2, 2]$	1,4	+0,8

TAB. 2.3 – Performances de l’algorithme d’étiquetage de la saveur, mesurées par la méthode de comptage sur l’échantillon  $\{B_{sav}, B_{tag}\}$ . De gauche à droite, pour chaque catégorie : efficacité, fraction de mauvais étiquetage, facteur de qualité et différence de fraction de mauvais étiquetage entre la méthode de comptage et l’ajustement, normalisée aux erreurs non corrélées. Dans la colonne donnant les fractions de mauvais étiquetage, la première erreur est statistique et la seconde systématique. Le chiffre entre crochet est l’erreur statistique obtenue en utilisant tous les événements, sans sélection sur  $\Delta t$ .

Type	leptons	kaons	NT1	NT2
$\tau(B^0), \Delta m_d$	0,005	0,004	0,003	0,002
Résolution	0,002	0,002	0,001	0,001
Résolution, évts mal étiquetés	0,003	0,006	0,007	0,009
combinatoire	0,002	0,002	0,005	0,004
$B$ chargés	0,001	0,001	0,000	0,000

TAB. 2.4 – Détail des incertitudes systématiques dans l’estimation des fractions de mauvais étiquetage. Les sources considérées sont : les incertitudes expérimentales sur les mesures de  $\tau(B^0)$  et  $\Delta m_d$ , les paramètres de la fonction de résolution, la possible différence de fonction de résolution entre les événements correctement et incorrectement étiquetés, les fractions de bruit de fond et d’événements mélangés dans les bruits de fond, combinatoire et  $B$  chargés.

$$\mathcal{K}(\Delta t) = \pm F_2(\Delta t)/F_1(\Delta t) \quad (2.53)$$

où le signe  $\pm$  indique que  $\mathcal{K}$  est définie avec un signe  $+$  pour un  $B_{tag}$  étiqueté  $B^0$  et avec un signe  $-$  pour un  $B_{tag}$  étiqueté  $\bar{B}^0$ . On écrit avec la même convention de signe  $\mathcal{F}_{\pm}(\Delta t) = F_1(\Delta t) \pm \sin 2\beta F_2(\Delta t)$ .  $\mathcal{F}_{\pm}$ , définie par l’équation (2.32), est la fonction de distribution décrivant l’ensemble des événements, signal et bruit de fond, et intégrant les différents aspects expérimentaux tels que les fonctions de résolution et les fractions de mauvais étiquetage. Si l’on ignore ces effets ainsi que les bruits de fond, alors  $\mathcal{K}(\Delta t) = \mp \eta_{CP} \sin \Delta m_d \Delta t$ . Dans le cas le plus général, on montre que la distribution de la variable  $Kin$  peut s’écrire :

$$\frac{dN}{d\mathcal{K}} = (1 + \mathcal{K} \sin 2\beta) \Psi(\mathcal{K}) , \quad (2.54)$$

où  $\Psi(\mathcal{K})$  est une fonction paire de  $\mathcal{K}$ . Construisons l’asymétrie :

$$\mathcal{A}(\mathcal{K}) = \frac{dN_{\mathcal{K}>0}/d\mathcal{K} - dN_{\mathcal{K}<0}/d\mathcal{K}}{dN_{\mathcal{K}>0}/d\mathcal{K} + dN_{\mathcal{K}<0}/d\mathcal{K}} . \quad (2.55)$$

C’est une fonction linéaire dont la pente est  $\sin 2\beta$ . Figure 2.10 à gauche sont représentées simultanément l’aymétrie  $\mathcal{A}(\mathcal{K})$  et la droite de pente  $\sin 2\beta = 0,59$ . L’accord entre les deux est évalué par un test de Kolmogorov à 55%, confirmant une bonne description des données

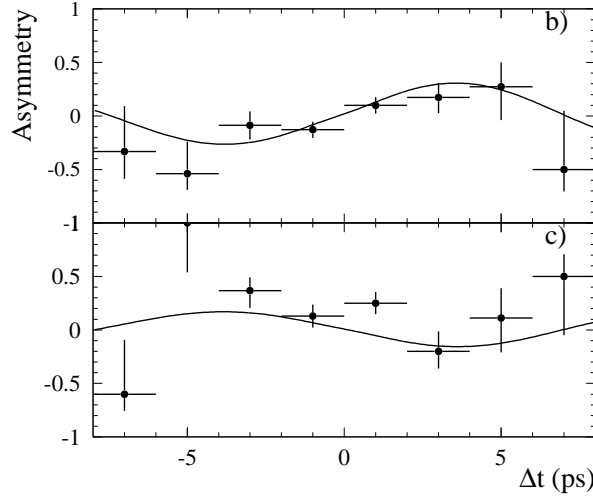


FIG. 2.9 – L’asymétrie  $a_{CP} = (N_{B^0} - N_{\bar{B}^0}) / (N_{B^0} + N_{\bar{B}^0})$  pour les états finals de valeurs propres  $\eta_{CP} = -1$  (haut) et  $\eta_{CP} = +1$  (bas).

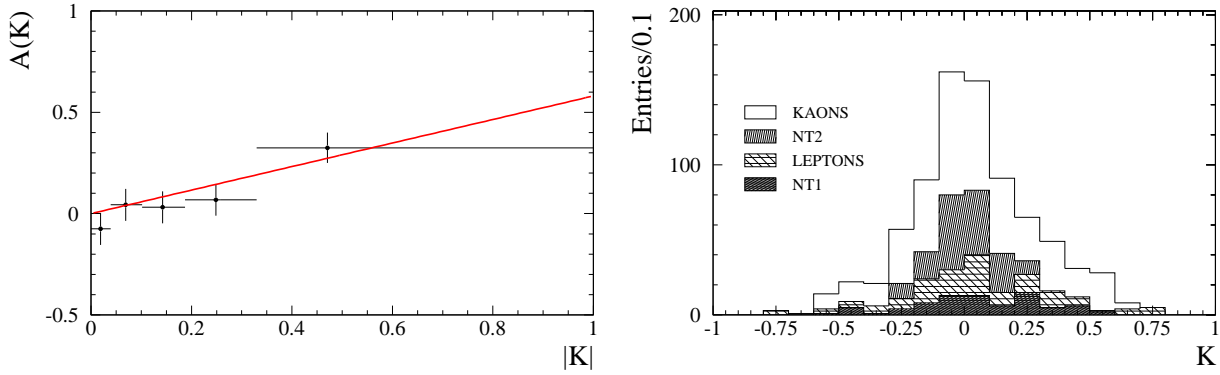


FIG. 2.10 – Asymétrie (gauche) et distribution (droite) de la variable  $Kin$ .

expérimentales par la fonction  $\mathcal{F}_{\pm}$ . À droite, la distribution de la variable  $Kin$  est montrée pour les événements de l’échantillon  $\{B_{CP}, B_{tag}\}$  : l’aspect asymétrique reflète la violation de  $CP$  observée dans les données.

On montre par ailleurs que :

$$\sin 2\beta = \frac{\sum_i \mathcal{K}_i}{\sum_i \mathcal{K}_i^2} \quad (2.56)$$

$$\sigma(\sin 2\beta) = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \mathcal{K}_i^2}} \sqrt{1 - (\sin 2\beta)^2 \frac{\sum_i \mathcal{K}_i^4}{\sum_i \mathcal{K}_i^2}} \quad (2.57)$$

où  $\mathcal{K}_i$  est la valeur de la variable  $Kin$  pour l’événement  $i$ , les sommes étant faites sur l’ensemble des événements de l’échantillon  $\{B_{CP}, B_{tag}\}$ . Cette estimation de  $\sin 2\beta$  est strictement équivalente à celle obtenue par ajustement sur les distributions  $\Delta t$ . Cependant, elle suppose que l’on a extrait par ailleurs l’ensemble des paramètres entrant dans la définition de  $\mathcal{F}_{\pm}$  (fractions de bruit de fond, fractions de mauvais étiquetage, fonctions de résolution, etc...). Ces paramètres étant connus, elle permet cependant d’effectuer des tests de validation rapides sans avoir à répéter l’ensemble de la procédure d’ajustement.

## 2.4 Etude de l'angle $\alpha$ : rejet du bruit de fond $q\bar{q}$

Contrairement à l'étude des modes charmonium que l'on vient de voir, la mesure de la violation de  $CP$  dans le canal  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (cf. 2.2.5) doit prendre en compte à la fois la violation de  $CP$  dans l'interférence entre mélange et désintégration (coefficient  $S_{\pi\pi}^{+-}$ ) et la violation de  $CP$  directe (coefficient  $C_{\pi\pi}^{+-}$ ). En outre, la mesure est compliquée par deux facteurs : d'une part le rapport d'embranchement  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$  est faible (de l'ordre de  $5 \times 10^{-6}$ , à comparer avec  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^0) = (8,5 \pm 0,5) \times 10^{-4}$  [22]) ; d'autre part ce mode souffre d'un important bruit de fond provenant de la production de quarks légers  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  ( $q = u, d, s$ ).

Dans un premier temps, cette partie résume le principe de l'analyse  $CP$  du mode  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et les résultats publiés par BABAR entre 2001 et 2003. Une étude détaillée des méthodes de rejet du bruit de fond  $q\bar{q}$  est présentée dans le paragraphe 2.4.2. La variable discriminante proposée à la suite de cette étude a été utilisée à partir de l'analyse de 2002, dont la publication correspondante est jointe en annexe [26].

### 2.4.1 Mesures des asymétries dans la désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

La mesure des asymétries  $CP$  dans le mode  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  repose sur un ajustement par maximum de vraisemblance, simultanément sur les échantillons  $\{B_{CP}, B_{tag}\}$  et  $\{B_{sav}, B_{tag}\}$ . Les paramètres ajustés sont : les nombres de candidats dans les canaux  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  et  $B^0 \rightarrow K^+K^-$ , les asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$ ,  $C_{\pi\pi}^{+-}$ , et  $A_{K^+\pi^-} = (N_{K^-\pi^+} - N_{K^+\pi^-}) / (N_{K^-\pi^+} + N_{K^+\pi^-})$ . La fonction de vraisemblance dépend de cinq variables discriminantes : la différence de temps de désintégration  $\Delta t$  ; les angles Cherenkov  $\theta_c$  des deux particules composant le candidat  $B_{CP}$  ; la masse substituée  $m_{ES}$  ; la différence d'énergie, dans le repère du centre de masse,  $\Delta E = E_B^* - \sqrt{s}/2$ , où  $E_B^*$  est l'énergie du candidat  $B_{CP}$  ; une variable de caractérisation du bruit de fond des quarks légers,  $F_{\{L_0, L_2\}}$ , décrite en détail dans la partie suivante.

La masse substituée et la différence d'énergie sont calculées en faisant l'hypothèse que les deux particules chargées formant le candidat sont des pions. La distribution de  $\Delta E$ , approximativement gaussienne, est centrée en zéro pour des événements  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et décalée en moyenne de  $-45$  GeV et  $-91$  GeV pour des événements  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  et  $B^0 \rightarrow K^+K^-$  respectivement. Elle offre ainsi un élément de séparation de ces trois modes (voir la figure 2.11, à gauche). L'essentiel de la distinction entre kaons et pions provient cependant du détecteur DIRC, crucial dans cette analyse. Le graphe de droite de la figure 2.11 montre que la séparation, excellente à faible impulsion dans le repère du laboratoire, reste supérieure à  $2,1\sigma$  sur tout le domaine en impulsion balayé par les particules d'un état final à deux corps.

La mesure des asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$ ,  $C_{\pi\pi}^{+-}$  et  $A_{K^+\pi^-}$  a fait l'objet de deux publications en 2001 ( $30 \text{ fb}^{-1}$  [25]) et 2002 ( $81 \text{ fb}^{-1}$  [26], en annexe). Une mise à jour a été présentée lors de la conférence Lepton-Photon en août 2003 ( $113 \text{ fb}^{-1}$  [27]). L'ensemble de ces mesures sont résumées figure 2.12. Une réactualisation est attendue pour l'été 2004. L'asymétrie  $A_{K^+\pi^-}$  est comprise entre  $-0,188$  et  $-0,016$  à 90% de niveau de confiance. Cette indication de violation de  $CP$  directe est également vue par l'expérience Belle qui mesure  $A_{K^+\pi^-} = -0,088 \pm 0,035 \pm 0,018$  [28]. Combinant les résultats de ces deux expériences ainsi que celui de CLEO ( $A_{K^+\pi^-} = -0,04 \pm 0,16 \pm 0,02$  [29]), on obtient une valeur de  $A_{K^+\pi^-} = -0,095 \pm 0,028$  [7], éloignée de zéro par  $3,4\sigma$ . En revanche, les asymétries du mode  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  n'indiquent pas, au niveau de précision actuel, de violation de  $CP$  dans ce canal :

$$S_{\pi\pi}^{+-} = -0,40 \pm 0,22 \pm 0,03, \quad (2.58)$$

$$C_{\pi\pi}^{+-} = -0,19 \pm 0,19 \pm 0,05. \quad (2.59)$$

Nous verrons au chapitre 3 qu'il n'en est pas de même pour l'expérience Belle.



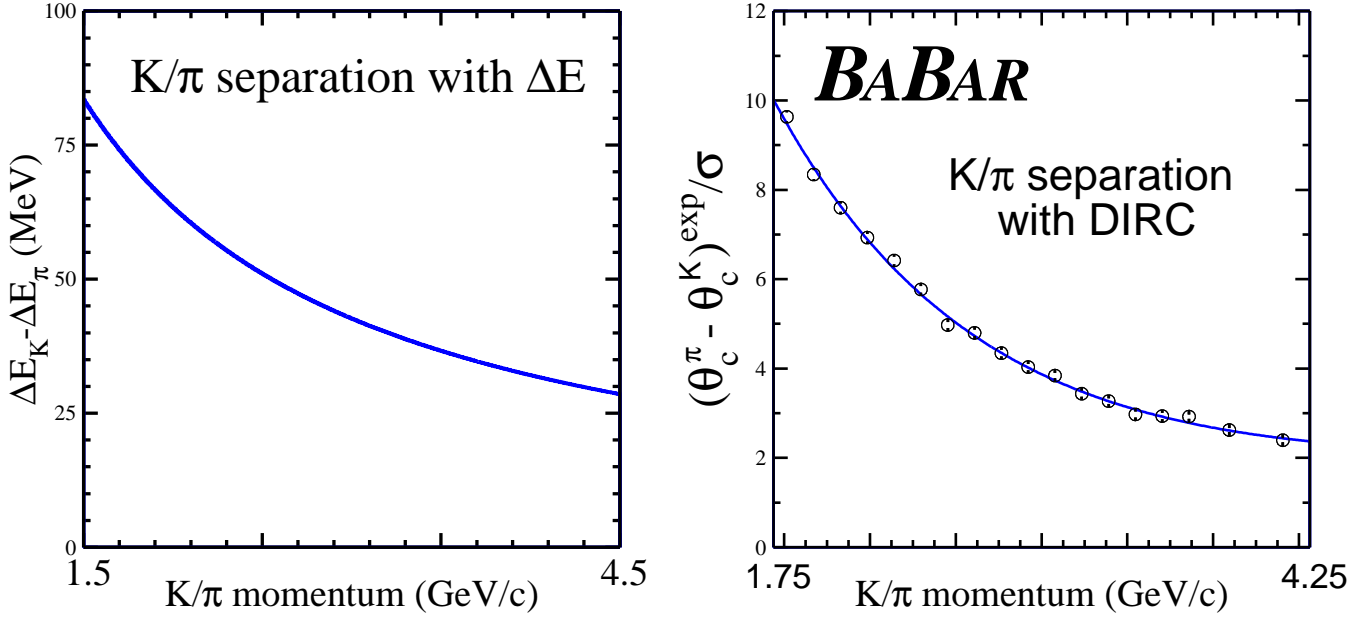


FIG. 2.11 – *A gauche : calcul analytique du décalage de la différence d'énergie selon deux hypothèses de masse (pion ou kaon) pour une particule, en fonction de son impulsion dans le repère du laboratoire. A droite : séparation, normalisée à l'erreur, des angles Cherenkov du pion et du kaon, dans un échantillon de contrôle d'événements  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ , en fonction de l'impulsion des particules dans le repère du laboratoire.*

Les rapports d'embranchement ont été mesurés en 2002 sur un échantillon de  $81 \text{ fb}^{-1}$  [ 26] contenant  $157 \pm 19$  candidats  $\pi^+ \pi^-$ ,  $588 \pm 30$  candidats  $K^+ \pi^-$  et  $0,8 \pm 7,7$  candidats  $K^+ K^-$  :

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (4,7 \pm 0,6 \pm 0,2) \times 10^{-6} \quad (2.60)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = (17,9 \pm 0,9 \pm 0,7) \times 10^{-6} \quad (2.61)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+ K^-) < 0,6 \text{ (90\%)} . \quad (2.62)$$

Ce dernier mode de désintégration, dominé par un diagramme d'échange, est prédit de l'ordre de  $10^{-8}$  [ 53]. L'observation d'un signal dans ce canal serait une indication forte de nouvelle physique.

#### 2.4.2 Rejet du bruit de fond $q\bar{q}$

##### Définition de l'échantillon

Le lot de données sur lequel est appliqué l'ajustement de maximum de vraisemblance est défini par :

$$|\Delta E| < 0,15 \text{ GeV} , \quad (2.63)$$

$$5,2 < m_{ES} < 5,2895 \text{ GeV}/c^2 , \quad (2.64)$$

à quoi s'ajoutent des critères de qualité de traces et de vertex. La mesure des angles Cherenkov doit en outre être compatible avec un pion ou un kaon. L'échantillon étant alors largement dominé par des événements de type  $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$ , où  $q = u, d, s$ , on utilise les topologies très

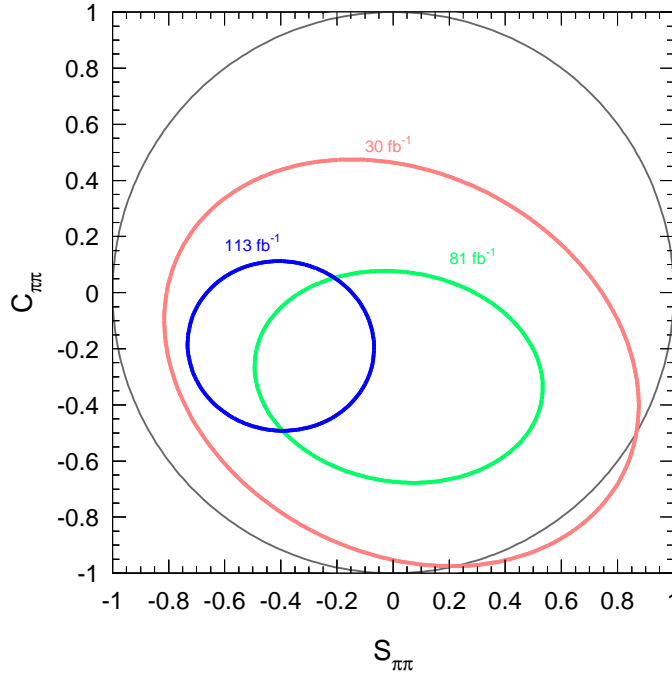
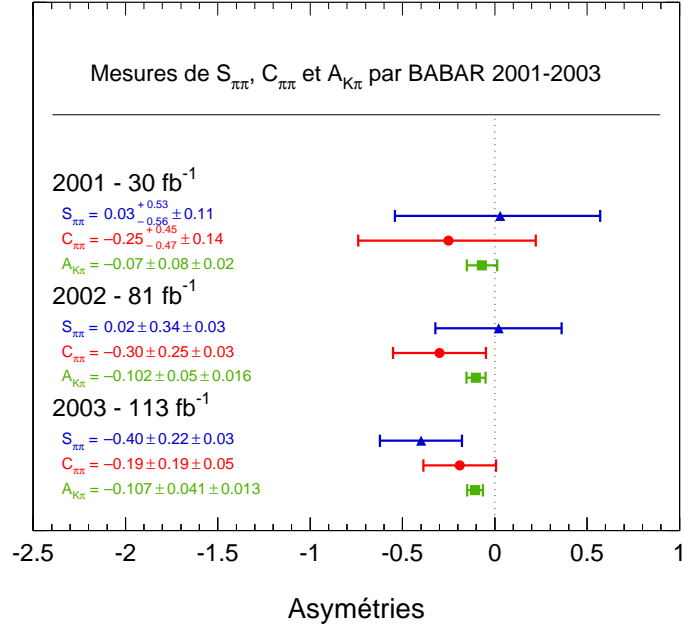


FIG. 2.12 – En haut : les mesures des asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$ ,  $C_{\pi\pi}^{+-}$  et  $A_{K\pi}$  par l'expérience BABAR de 2001 à 2003. En bas : Représentation dans le plan  $(S_{\pi\pi}^{+-}, C_{\pi\pi}^{+-})$ . Les limites indiquées sont celles à  $1\sigma$ . Les coefficients de corrélation sont respectivement  $-21\%$  ( $30\text{ fb}^{-1}$ ),  $-10\%$  ( $81\text{ fb}^{-1}$ ) et  $-2,4\%$  ( $113\text{ fb}^{-1}$ ). En noir est dessinée la limite physique  $S_{\pi\pi}^{+-2} + C_{\pi\pi}^{+-2} \leq 1$ .

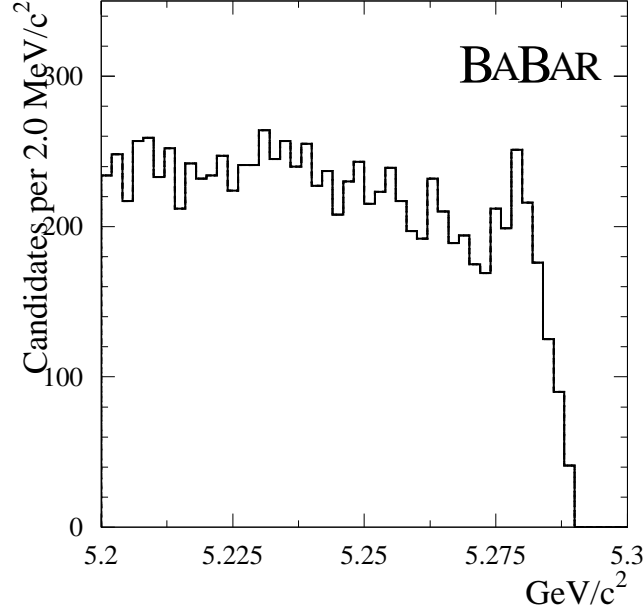


FIG. 2.13 – Distribution de la variable  $m_{ES}$  pour les candidats  $B^0 \rightarrow h^+h'^-$ , où  $h, h' = \pi$  ou  $K$ , sur l'échantillon de  $30 \text{ fb}^{-1}$ . La masse du pion est attribuée aux deux particules filles. La sélection des événements est décrite dans le texte.

distinctes dans le repère du centre de masse (les événements  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  ont un aspect en deux jets dos-à-dos alors que les produits de désintégration dans les événements  $B\bar{B}$  ne privilégie aucune direction) pour améliorer la pureté. L'angle  $\theta_S$  défini comme l'angle entre les axes de sphéricité du candidat  $B$  et du reste de l'événement (particules chargées et neutres autres que celles composant le candidat) est une variable très performante : la condition  $|\cos\theta_S| < 0,8$  rejette 83% du bruit de fond tout en conservant environ 80% du signal, dont la distribution est uniforme.

La figure 2.13 montre la distribution de la variable  $m_{ES}$  pour les candidats  $B^0 \rightarrow h^+h'^-$ , où  $h, h' = \pi$  ou  $K$ , sur l'échantillon de  $30 \text{ fb}^{-1}$ . La masse du pion est attribuée aux deux particules filles. On distingue un pic de signal aux alentours de la masse du  $B^0$ ,  $m_{B^0} = 5,2794 \pm 0,0005 \text{ GeV}/c^2$  [ 22]. L'étude d'un échantillon simulé montre que ce bruit de fond provient à 72% de la production de quarks légers ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ,  $q = u, d, s$ ), 25% du charme ( $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ ) et 3% d'événements  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ .

### Les variables discriminantes

Outre les variables  $m_{ES}$  et  $\Delta E$  dont les distributions, paramétrées et incluses dans l'ajustement, vont permettre de distinguer les composantes de signal et de bruit de fond de l'échantillon,<sup>7</sup> on peut améliorer le pouvoir de discrimination de la fonction de vraisemblance en utilisant une variable spécifique.

L'expérience CLEO a proposé et utilisé une variable,  $F_{cônes}$ , exploitant l'aspect topologique dans le repère du centre de masse [ 30]. L'espace est partagé en neuf double-cônes, exclusifs,

<sup>7</sup>La masse substituée  $m_{ES}$  d'un événement de bruit de fond se distribue selon une forme en général décrite par la fonction ARGUS définie en (2.52) ; le signal pique aux alentours de la masse du  $B^0$ . La distribution de  $\Delta E$  pour le bruit de fond est linéaire, alors que celle du signal est gaussienne, reflétant la résolution de détecteur.

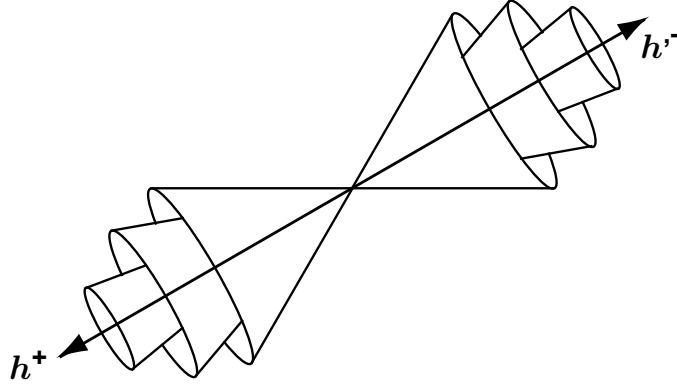


FIG. 2.14 – Définition des cônes de l'expérience CLEO, centrés sur l'axe de poussée du candidat  $h^+h'^-$ . Trois des neuf cônes sont représentés.

centrés sur l'axe de poussée du candidat  $B^0 \rightarrow h^+h'^-$ ,  $\vec{T}_B$ , et dont les demi-angles au sommet sont  $\theta_{\text{cône}}^j = j \times 10^\circ$ ,  $j$  allant de 1 à 9 (figure 2.14). On définit la quantité d'impulsion  $C^j$  pour chaque cône  $j$ , par :

$$C^j = \sum_i^{RE} p_i \times \delta^j(\theta_i) , \quad (2.65)$$

avec

$$\begin{aligned} \delta^j(\theta_i) &= 1 \quad \text{si } (j-1) \times 10^\circ \leq \theta_i \leq j \times 10^\circ , \\ &= 0 \quad \text{sinon.} \end{aligned} \quad (2.66)$$

Dans le repère du centre de masse,  $p_i$  est l'impulsion d'une particule  $i$  du reste de l'événement ( $RE$ ), et  $\theta_i$  est l'angle de sa trajectoire avec l'axe  $\vec{T}_B$ . Les quantités  $C^j$  sont ensuite combinées linéairement à l'aide d'un algorithme de Fisher [31], déterminant neuf coefficients  $c_j$  de façon à maximiser la séparation entre les échantillons signal et bruit de fond. On définit :

$$F_{\text{cônes}} = c_0 + \sum_{j=1}^9 c_j C^j . \quad (2.67)$$

$c_0$  est un coefficient arbitraire qui conditionne la moyenne de chacune des deux distributions mais n'a aucun impact sur leur séparation. Les coefficients  $c_1, \dots, c_9$  sont estimés à partir de deux lots de données purs : des événements  $B^0 \rightarrow h^+h'^-$  simulés, pour le signal ; des événements réels, hors de la région du signal ( $5,20 < m_{ES} < 5,26 \text{ GeV}/c^2$ ), pour le bruit de fond.

Suivant la même idée, la variable  $F_{\{L_0, L_2\}}$  a été proposée, définie par :

$$F_{\{L_0, L_2\}} = c_0 + \sum_{j=0,2} l_j L_j \quad \text{avec} \quad L_j = \sum_i^{RE} p_i \times |\cos \theta_i|^j \quad (2.68)$$

De même,  $l_1$  et  $l_2$  sont déterminés par un algorithme de Fisher et  $l_0$  est un coefficient arbitraire. Très similaire à  $F_{\text{cônes}}$ , la définition de  $F_{\{L_0, L_2\}}$  a l'avantage d'être continue. Elle peut être étendue aux ordres supérieurs des moments  $L_j$ , ce qui cependant n'améliore pas notablement le pouvoir de séparation.

De nombreuses variables exploitant la topologie des événements peuvent être trouvées dans la littérature : la sphéricité  $S$  [32] et le cosinus de l'angle  $\theta_S$  déjà mentionné ; de façon similaire,

la poussée  $T$  [33] et  $\cos \theta_T$ ; le rapport des moments d'ordre 0 et 2 de Fox-Wolfram  $R_2 = H_2/H_0$ , la somme des impulsions transverses à l'axe  $\vec{T}_B$ , etc... Dans le but d'utiliser ces variables dans l'ajustement de vraisemblance, il convient de minimiser les corrélations avec  $m_{ES}$ ,  $\Delta E$  et  $\Delta t$ . Ainsi, les propriétés liées à la durée de vie du  $B$  ne sont pas exploitées; la sphéricité  $S$  et la poussée  $T$  sont calculées sur le reste de l'événement de façon à s'affranchir de la corrélation avec  $m_{ES}$ . Les *super-moments de Fox-Wolfram* utilisés par l'expérience Belle [35] ne satisfont pas cette condition.<sup>8</sup>

Enfin, les distributions angulaires résultant des modes de production des événements de signal et de bruit de fond offrent des critères de séparation additionnels. Dans le cas des événements de signal, la désintégration d'un méson vecteur, le  $\Upsilon(4S)$ , en deux pseudo-scalaires, assure une distribution angulaire en  $\sin^2 \theta$ . La variable pertinente est ici  $\cos \theta_B$ , cosinus de l'angle entre l'impulsion du candidat  $B$  et l'axe  $z$ , dans le repère au repos du  $\Upsilon(4S)$ . Pour un événement de bruit de fond, cependant, cette variable résulte d'une combinaison aléatoire de deux particules et présente une distribution uniforme. En revanche, la paire de quarks (fermions de spin 1/2) issue de la paire  $e^+e^-$  suit une distribution en  $1 + \cos^2 \theta$ . Une estimation de la direction initiale des quarks est donnée par l'axe de poussée  $\vec{T}_B$  du faux candidat  $B$  qui est en général composé d'une particule de haute impulsion de chacun des deux jets. La distribution du cosinus de l'angle entre  $\vec{T}_B$  et l'axe  $z$ , dans le repère du  $\Upsilon(4S)$  ( $\cos \theta_{TB}$ ), est donc en  $1 + \cos^2 \theta_{TB}$  pour le bruit de fond et uniforme pour le signal, qui ne privilégie aucune direction.

## Combinaison des variables et résultats

Deux techniques sont considérées pour la combinaison d'un ensemble donné de variables discriminantes : un algorithme de Fisher, reposant sur les corrélations linéaires entre les variables, et un réseau de neurones, exploitant l'ensemble des corrélations. On note  $F$  et  $x_{NT}$  les variables de sortie de ces deux techniques d'analyse. Un premier critère de choix des variables est défini par l'efficacité de sélection du signal pour une coupure sur  $F$  ou  $x_{NT}$  rejetant 95% du bruit de fond. Le tableau 2.5 résume les résultats pour quatre combinaisons :

- les neuf quantités d'impulsion  $C^j$ ,
- les deux moments  $L_0, L_2$ ,
- un ensemble de quatre variables topologiques  $L_0, L_2, R_2, S$ ,<sup>9</sup>
- le même ensemble auquel on ajoute les deux variables cinématiques définies ci-dessus :  $L_0, L_2, R_2, S, |\cos \theta_B|, |\cos \theta_{TB}|$ .

Les performances des trois premières combinaisons sont extrêmement similaires. Seul l'ajout des variables cinématiques apporte un gain significatif. D'autre part, pour un ensemble de variables donné, le réseau de neurones et l'algorithme de Fisher donnent des résultats équivalents. Le critère de choix final est l'amélioration de l'incertitude statistique sur les nombres de candidats et les asymétries en sortie de l'ajustement. A l'aide d'une simulation simplifiée de 500 lots d'événements, de taille comparable à l'échantillon réel, on a estimé le gain statistique sur  $N_{\pi\pi}$  et  $N_{K\pi}$ . Les trois combinaisons  $F_{\{L_0, L_2\}}$ ,  $F_{cônes}$  et  $F_{\{L_0, L_2, R_2, S\}}$  montrent des performances identiques. L'amélioration de l'utilisation de  $F_{\{L_0, L_2, R_2, S, |\cos \theta_B|, |\cos \theta_{TB}|\}}$  en comparaison de  $F_{cônes}$  est environ de 4% sur  $\sigma(N_{\pi\pi})$  et de 2% sur  $\sigma(N_{K\pi})$ .

<sup>8</sup>Les *super-moments de Fox-Wolfram* sont définis par :  $SFW = \sum_{l=1,4} \alpha_l R_l^{B, RE} + \sum_{l=1,4} \beta_l R_l^{RE, RE}$ , où  $R_l^{x,y} = H_l^{x,y}/H_0$ .  $H_0$  est le moment de Fox-Wolfram d'ordre zéro et  $H_l^{x,y}$  une variante du moment d'ordre  $l$ , définie par :  $H_l^{x,y} = \sum_{i \in x, j \in y} |p_i| |p_j| P_l(\cos \theta_{ij})$ . Les ensembles  $x$  et  $y$  désignent soit les particules formant le candidat  $B$ , soit celles du reste de l'événement ( $RE$ ). Dans la définition standard des moments de Fox-Wolfram,  $x$  et  $y$  sont identiques.  $\theta_{ij}$  est l'angle entre les trajectoires des particules  $i$  et  $j$  et  $P_l$  le polynôme de Legendre d'ordre  $l$ .

<sup>9</sup>Les particules formant le candidat  $B$  sont exclues du calcul du rapport des moments de Fox-Wolfram,  $R_2$ , et de la sphéricité  $S$ .

Variabiles	Fisher (%)	Réseau de neurones (%)
$C^j$	$33,8 \pm 0,7$	$33,6 \pm 0,7$
$L_0, L_2$	$34,4 \pm 0,7$	$34,4 \pm 0,7$
$L_0, L_2, R_2, S$	$35,0 \pm 0,7$	$35,3 \pm 0,7$
$L_0, L_2, R_2, S,  \cos \theta_B ,  \cos \theta_{TB} $	$39,6 \pm 0,8$	$40,4 \pm 0,8$

TAB. 2.5 – Efficacité de sélection du signal pour une coupure sur  $F$  (Fisher) ou  $x_{NT}$  (réseau de neurones) rejetant 95% du bruit de fond.

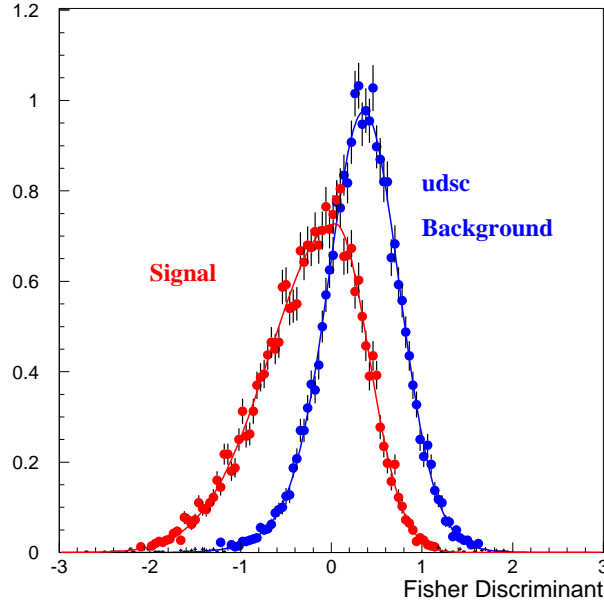


FIG. 2.15 – Distribution de  $F_{\{L_0, L_2\}}$  pour un échantillon d'événements  $B^0 \rightarrow h^+ h'^-$  simulés (gauche) et un échantillon de d'événements de bruit de fond, réels, sélectionnés hors de la région du signal ( $5,20 < m_{ES} < 5,26 \text{ GeV}/c^2$ ) (droite).

En raison de cette faible amélioration, il a été choisi d'utiliser la variable  $F_{\{L_0, L_2\}}$  dans l'analyse 2002 du canal  $B^0 \rightarrow h^+ h'^-$ . Tout en offrant les mêmes performances que les cônes de l'expérience CLEO, elle a l'avantage de la simplicité et d'être de nature continue. L'optimisation par la méthode de Fisher aboutit à la définition :

$$F_{\{L_0, L_2\}} = 0,53 - 0,60 \times L_0 + 1,27 \times L_2 \quad (2.69)$$

La figure 2.15 montre la distribution de  $F_{\{L_0, L_2\}}$  pour un échantillon d'événements  $B^0 \rightarrow h^+ h'^-$  simulés (gauche) et un échantillon de d'événements de bruit de fond, réels, sélectionnés hors de la région du signal ( $5,20 < m_{ES} < 5,26 \text{ GeV}/c^2$ ) (droite). L'ensemble  $\{L_0, L_2\}$  a été adopté par de nombreuses analyses de l'expérience BABAR, parfois en association avec d'autres variables discriminantes. Il est toutefois remarquable que dans le cas de notre analyse, l'étude approfondie qui a été menée confirme les très bonnes performances de  $F_{\text{cônes}}$ .

Deux études de violation de  $CP$  ont été abordées dans ce chapitre. La mesure de  $\sin 2\beta$  dans les modes de désintégration  $b \rightarrow c\bar{c}s$  avec un méson charmonium dans l'état final a permis la mise en évidence en 2001 de la violation de  $CP$  dans les mésons  $B$ . Elle fournit aujourd'hui une contrainte précise sur le triangle d'unitarité avec  $\sin 2\beta = 0,741 \pm 0,067 \pm 0,03$  (mesure de *BABAR*). L'interprétation des asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$  dans le canal  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  en terme de l'angle  $\alpha$ , en revanche, est moins directe. Au niveau des incertitudes statistiques actuelles, l'expérience *BABAR* n'observe pas de violation de  $CP$  dans ce mode :  $S_{\pi\pi}^{+-} = -0,40 \pm 0,22 \pm 0,03$ ,  $C_{\pi\pi}^{+-} = -0,19 \pm 0,19 \pm 0,05$ . L'étude des contraintes sur le triangle d'unitarité des mesures, de violation de  $CP$  ou non, fait l'objet du chapitre suivant.

## Chapitre 3

# Etude des contraintes sur la matrice CKM

Le programme CKMfitter est décrit en détail dans les références [36] et [37]. Basé sur une approche statistique de type fréquentiste (Rfit[36]), il a été développé à l'origine pour effectuer une analyse globale des mesures reliées aux paramètres de la matrice CKM. Il est utilisé aujourd'hui pour des études diverses. La référence [37], jointe en annexe, est l'état des lieux des résultats en 2004, que ce chapitre résume de façon très sélective. Dans la partie 3.1, le principe de CKMfitter et le résultat phare de cette publication, à savoir l'ajustement global des paramètres de la matrice CKM, sont brièvement décrits. Les sections 3.2 et 3.3 présentent quelques morceaux choisis de ma contribution personnelle : les contraintes sur l'angle  $\alpha$ , provenant des mesures d'asymétries dans les désintégrations  $B \rightarrow \pi\pi$  et  $B \rightarrow \rho\rho$ ; l'étude de l'ensemble des rapports d'embranchement et des asymétries  $CP$  dans les modes  $B \rightarrow \pi\pi$  et  $B \rightarrow K\pi$ , d'une part dans le cadre de  $SU(3)$ , d'autre part dans celui de la factorisation QCD.

### 3.1 Le programme CKMfitter et l'ajustement standard des paramètres de la matrice CKM

Un ajustement global des observables reliées aux paramètres de la matrice CKM pose la question du traitement des incertitudes d'origine théorique. A l'exception de  $\sin 2\beta$ , l'erreur théorique est en générale non négligeable, voire dominante (cf. 3.1.2). Si les incertitudes expérimentales peuvent être raisonnablement considérées comme gaussiennes, la signification des erreurs théoriques est souvent mal définie.<sup>1</sup> Le choix fait dans CKMfitter est d'interpréter ces dernières comme définissant une fenêtre de valeurs permises.

#### 3.1.1 Modèle statistique

Le but de CKMfitter est double : d'une part, estimer quantitativement un ensemble de paramètres donnés (par exemple  $(A, \lambda, \bar{\rho}, \bar{\eta})$ ) ; d'autre part, quantifier l'accord entre une théorie (en général, le modèle standard) avec les mesures expérimentales. Pour l'une et l'autre de ces applications, on construit une fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}$ , dans laquelle on distingue deux composantes,  $\mathcal{L}_{\text{exp}}$  et  $\mathcal{L}_{\text{théo}}$  :

$$\mathcal{L}(y_{\text{mod}}) = \mathcal{L}_{\text{exp}}(x_{\text{exp}} - x_{\text{théo}}(y_{\text{mod}})) \cdot \mathcal{L}_{\text{théo}}(y_{\text{QCD}}) . \quad (3.1)$$

---

<sup>1</sup>Une exception notable est celles des prédictions des calculs de QCD sur réseaux.



$x_{\text{exp}}$  est un ensemble d'observables mesurées expérimentalement,  $x_{\text{théo}}$  leur prédiction théorique dépendant de paramètres  $y_{\text{mod}}$ , parmi lesquels  $y_{\text{QCD}}$  sont des quantités, mal connues, reliées à l'interaction forte. Chaque mesure individuelle entrant dans la composante expérimentale  $\mathcal{L}_{\text{exp}}$  est en général traitée comme étant gaussienne.<sup>2</sup> Les corrélations avec les autres mesures, si tant est qu'elles sont connues, sont prises en compte. En revanche, pour chaque paramètre  $y_{\text{QCD}}(i)$ , on choisit de traiter l'incertitude théorique comme définissant une fenêtre de valeurs permises :  $\mathcal{L}_{\text{théo}}(y_{\text{QCD}}(i))$  est donc nul en dehors et égal à 1 à l'intérieur de cette fenêtre.

La notation en terme de  $\chi^2$  est utilisée dans la suite et l'on définit  $\chi^2(y_{\text{mod}}) \equiv -2 \ln(\mathcal{L}(y_{\text{mod}}))$ . La minimisation se fait à l'aide du programme Minuit [38], sur l'ensemble des paramètres  $y_{\text{mod}}$  : la valeur minimale est notée  $\chi^2_{\text{min}; y_{\text{mod}}}$ . Une mesure de la qualité de l'accord entre les quantités expérimentales et la théorie est donnée par la probabilité d'observer un  $\chi^2$  supérieur ou égal à  $\chi^2_{\text{min}; y_{\text{mod}}}$ . Elle est estimée par la simulation d'un grand nombre d'*expériences*, pour lesquelles on fait varier les mesures expérimentales dans leurs erreurs.

Dans de nombreux cas, on est amené à vouloir étudier un sous-ensemble particulier  $a$  (par exemple  $a = (\bar{\rho}, \bar{\eta})$ ) des paramètres  $y_{\text{mod}}$ . On définit alors  $\chi^2_{\text{min}; \mu}(a)$ , comme étant la valeur minimum du  $\chi^2$ , pour un ensemble de valeurs  $a$  fixées, faisant varier le reste des paramètres  $y_{\text{mod}}$ , notés  $\mu$ . Dans la suite, plutôt que  $\chi^2_{\text{min}; \mu}(a)$ , on préférera s'intéresser dans les représentations graphiques à la différence  $\Delta\chi^2(a) = \chi^2_{\text{min}; \mu}(a) - \chi^2_{\text{min}; y_{\text{mod}}}$ .

### 3.1.2 L'ajustement standard de la matrice CKM

La référence [37] présente une discussion détaillée des mesures expérimentales reliées aux paramètres de la matrice CKM et des incertitudes théoriques entrant dans leur prédiction par le modèle standard. Cette discussion a mené au choix de quelques observables, dites standard, qui offrent des contraintes significatives sur les paramètres de la matrice CKM, au travers d'une interprétation théorique dont les incertitudes sont sous contrôle. Nous résumons ici ces paramètres.<sup>3</sup>

- Le paramètre  $\lambda$  est essentiellement déterminé par les mesures de l'élément de matrice  $|V_{us}|$  ( $|V_{us}| = \lambda + \mathcal{O}(\lambda^7)$ ), à travers les désintégrations semi-leptoniques des kaons :  $|V_{us}| = 0,2228 \pm 0,0039_{\text{exp}} \pm 0,0018_{\text{théo}}$ . Quoique la dépendance en  $\lambda$  ne soit que du deuxième ordre, une contrainte est également apportée par les mesures de  $|V_{ud}|$ , grâce à l'étude des désintégrations  $\beta$  des noyaux, du neutron ou du pion. L'ensemble de ces mesures contraignent  $|V_{ud}|$  entre 0,9730 et 0,9750 à 95% de niveau de confiance.
- L'essentiel de l'information sur le paramètre  $A$  provient de l'élément de matrice  $|V_{cb}|$  qui est extrait soit des désintégrations exclusives  $B \rightarrow D^{(*)} l \bar{\nu}_l$ , soit de la mesure du rapport d'embranchement semi-leptonique inclusif en charme et des durées de vie du méson  $B$ . La quantité mesurée expérimentalement dans l'approche exclusive est le produit  $\mathcal{F}_{D^*}(1)|V_{cb}|$ , où  $\mathcal{F}_{D^*}(1)$  est le facteur de forme du  $B$  en  $D^{(*)}$  à recul nul. Utilisant la théorie effective des quarks lourds (HQET) et les calculs QCD sur réseau pour estimer  $\mathcal{F}_{D^*}(1)$  [39], on obtient :  $|V_{cb}| = (40, 2^{+2,1}_{-1,8}) \times 10^{-3}$ , avec une incertitude totale gaussienne. La méthode inclusive repose sur un développement limité (Heavy Quark Expansion) de la largeur de désintégration  $\Gamma(b \rightarrow c)$  en  $\alpha_S$  et  $1/m_b$  (masse du quark  $b$ ) dont on estime les coeffi-

<sup>2</sup>Dans le cas d'une mesure expérimentale non gaussienne, une description exacte de la vraisemblance associée est directement utilisée dans l'ajustement

<sup>3</sup>Les valeurs qui sont données dans la suite sont en général le résultat de plusieurs efforts théoriques et expérimentaux. Il n'est donc pas possible de citer ici les références de façon exhaustive. La liste complète est disponible dans la bibliographie de la référence [37].

cients en partie expérimentalement (méthode des moments). La moyenne actuelle est :  $|V_{cb}| = (42,0 \pm 0,6_{\text{stat}} \pm 0,8_{\text{théo}}) \times 10^{-3}$ .

- De même, la détermination de  $|V_{ub}|$  repose sur deux approches : d’une part, la mesure des rapports d’embranchement des désintégrations exclusives  $B \rightarrow \pi \ell \nu_\ell$ ,  $B \rightarrow \rho \ell \nu_\ell$ ,  $B \rightarrow \omega \ell \nu_\ell$  et  $B \rightarrow \eta \ell \nu_\ell$ ; d’autre part, la mesure inclusive de la largeur semi-leptonique  $\Gamma(B \rightarrow X_u l^- \bar{\nu}_l)$ . Le calcul des facteurs de forme nécessaire à l’approche exclusive est plus délicat que dans le cas  $B \rightarrow D^{(*)}$ , dès lors qu’on ne peut plus s’appuyer sur la symétrie des quarks lourds. En outre, différents calculs théoriques sont utilisés par les expériences pour extraire  $|V_{ub}|$  ce qui rend la combinaison des résultats problématique. Notre estimation de la moyenne exclusive est :  $|V_{ub}| = (3,35 \pm 0,20_{\text{stat}} \pm 0,50_{\text{théo}}) \times 10^{-3}$ . La méthode inclusive souffre d’un important bruit de fond provenant des désintégrations  $b \rightarrow c$  qui oblige à des coupures cinématiques générant des incertitudes dans la prédiction des spectres expérimentaux. La moyenne inclusive est :  $|V_{ub}| = (4,45 \pm 0,09_{\text{stat}} \pm 0,68_{\text{théo}})$ .
- Le paramètre  $\varepsilon_K$  qui quantifie la déviation des états physiques  $K_L^0$  et  $K_S^0$  par rapport aux états propres de  $CP$  apporte, au premier ordre en  $\lambda$ , une contrainte hyperbolique dans le plan  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ . Les mesures des rapports  $\eta_{+-}$  et  $\eta_{00}$  des amplitudes de désintégrations du  $K_L^0$  et du  $K_S^0$  en une paire de pions chargés ou neutres sont reliées à  $\varepsilon_K$  par :  $\varepsilon_K = \frac{2}{3}\eta_{+-} + \frac{1}{3}\eta_{00}$ . La moyenne expérimentale est  $|\varepsilon_K| = (2,282 \pm 0,017) \times 10^{-3}$  [ 22].
- Une importante contrainte dans le plan  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  provient également de la mesure de la fréquence d’oscillation des mésons  $B_d$ , donnée par la différence de masse entre les états propres de masse,  $\Delta m_d$ , dont la moyenne expérimentale est aujourd’hui  $\Delta m_d = (0,502 \pm 0,006) \text{ ps}^{-1}$  [ 7]. Les incertitudes théoriques qui limitent son interprétation en terme des paramètres de Wolfenstein peuvent être notablement réduites par la mesure de la fréquence d’oscillation des mésons  $B_s$ ,  $\Delta m_s$ , pour laquelle on ne dispose que d’une limite. C’est le spectre en amplitude, résultat combiné des expériences LEP, SLD et CDF qui est utilisé dans l’ajustement [ 7].
- La contrainte la plus précise et surtout la moins sujette aux incertitudes théoriques est la mesure du paramètre  $\sin 2\beta$  dans les désintégrations  $b \rightarrow c\bar{c}s$  par les expériences BABAR et Belle (voir partie 2.3), dont la valeur combinée est  $\sin 2\beta = 0,739 \pm 0,048$  [ 7].
- Enfin, on dispose d’une première contrainte sur le paramètre  $\sin 2\alpha$  venant de l’analyse en isospin des modes de désintégration sans charme dans l’état final  $B \rightarrow \rho\rho$ . Nous reviendrons en détails sur cette analyse dans la partie 3.2.

La figure 3.1 (*haut*) montre les niveaux de confiance<sup>4</sup> dans le plan  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  résultant de l’ajustement des contraintes standard. La valeur de  $\chi^2_{\text{min}; y_{\text{mod}}}$  est de 0,6 et la probabilité d’observer un  $\chi^2$  supérieur est de 71%. On conclut donc à un très bon accord de l’ensemble des mesures avec la description du modèle standard. Le tableau 3.1 résume les résultats numériques principaux de l’ajustement.

---

<sup>4</sup>En toute rigueur, les niveaux de confiance en chaque point du plan  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  devraient être évalués par simulation, en faisant varier les mesures expérimentales dans leurs erreurs. Pour une question de rapidité d’exécution du programme de calcul, la fonction Prob de la bibliothèque CERN est utilisée. Exacte dans le cas purement gaussien, elle est, dans le cas général, souvent une très bonne approximation. Notons par ailleurs que les niveaux de confiance sont calculés à partir de  $\Delta\chi^2(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  : par définition, le niveau maximum est donc nécessairement égal à 1.

Quantité	Valeurs centrales $\pm$ incertitudes à CL= 32%
$\lambda$	$0.2265^{+0.0025}_{-0.0023}$
$A$	$0.801^{+0.029}_{-0.020}$
$\bar{\rho}$	$0.189^{+0.088}_{-0.070}$
$\bar{\eta}$	$0.358^{+0.046}_{-0.042}$
$\sin 2\alpha$	$-0.14^{+0.37}_{-0.41}$
$\sin 2\alpha$ (exclu)	$-0.29^{+0.56}_{-0.46}$
$\sin 2\beta$	$0.739^{+0.048}_{-0.048}$
$\sin 2\beta$ (exclu)	$0.817^{+0.037}_{-0.222}$
$\alpha$ (deg)	$94^{+12}_{-10}$
$\alpha$ (deg) (exclu)	$98^{+15}_{-16}$
$\beta$ (deg)	$23.8^{+2.1}_{-2.0}$
$\beta$ (deg) (exclu)	$27.4^{+1.9}_{-9.2}$
$\gamma \simeq \delta$ (deg)	$62^{+10}_{-12}$

TAB. 3.1 – *Quelques résultats de l'ajustement standard des paramètres de la matrice CKM et incertitudes correspondant à des niveaux de confiance de 32%. Les résultats notés (exclu) sont obtenus en excluant la quantité correspondante de l'ajustement. L'ensemble des résultats est donné dans la référence [37].*

Le diagramme du bas dans la figure 3.1 montre l'état des connaissances en 1998, avant le démarrage des usines à  $B$  de KEK et de SLAC. On remarque l'amélioration spectaculaire apportée par la mesure du paramètre  $\sin 2\beta$  à *BABAR* et Belle. La contribution de ces expériences (ainsi que CLEO-III et la fin des analyses LEP) se voit également dans le rapport  $|V_{ub}/V_{cb}|$ . C'est également la précision sur  $|V_{cb}|$  qui est à l'origine de l'amélioration de la contrainte provenant de  $|\varepsilon_K|$  qui dépend du paramètre de Wolfenstein  $A$ . Les calculs de QCD sur réseau du produit  $f_{B_d}\sqrt{B_d}$  sont à l'origine de la réduction de l'incertitude provenant de  $\Delta m_d$ . Enfin, le plan  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  s'enrichit d'une nouvelle contrainte grâce à la mesure des asymétries  $CP$  dans le mode  $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$  (cf. 3.2).

### 3.2 Les contraintes sur l'angle $\alpha$ d'après les mesures des désintégrations $B \rightarrow \pi\pi$ et $B \rightarrow \rho\rho$

Du fait de la présence simultanée de diagrammes en arbre et pingouin contribuant à l'amplitude de désintégration avec des phases faibles différentes, l'étude de l'asymétrie

$$a_{CP}(\Delta t) = \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow \pi^+\pi^-) - \Gamma(B^0(\Delta t) \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow \pi^+\pi^-) + \Gamma(B^0(\Delta t) \rightarrow \pi^+\pi^-)} \quad (3.2)$$

$$= S_{\pi\pi}^{+-} \sin(\Delta m_d \Delta t) - C_{\pi\pi}^{+-} \cos(\Delta m_d \Delta t) \quad (3.3)$$

ne permet pas à elle seule d'estimer l'angle  $\alpha$ .

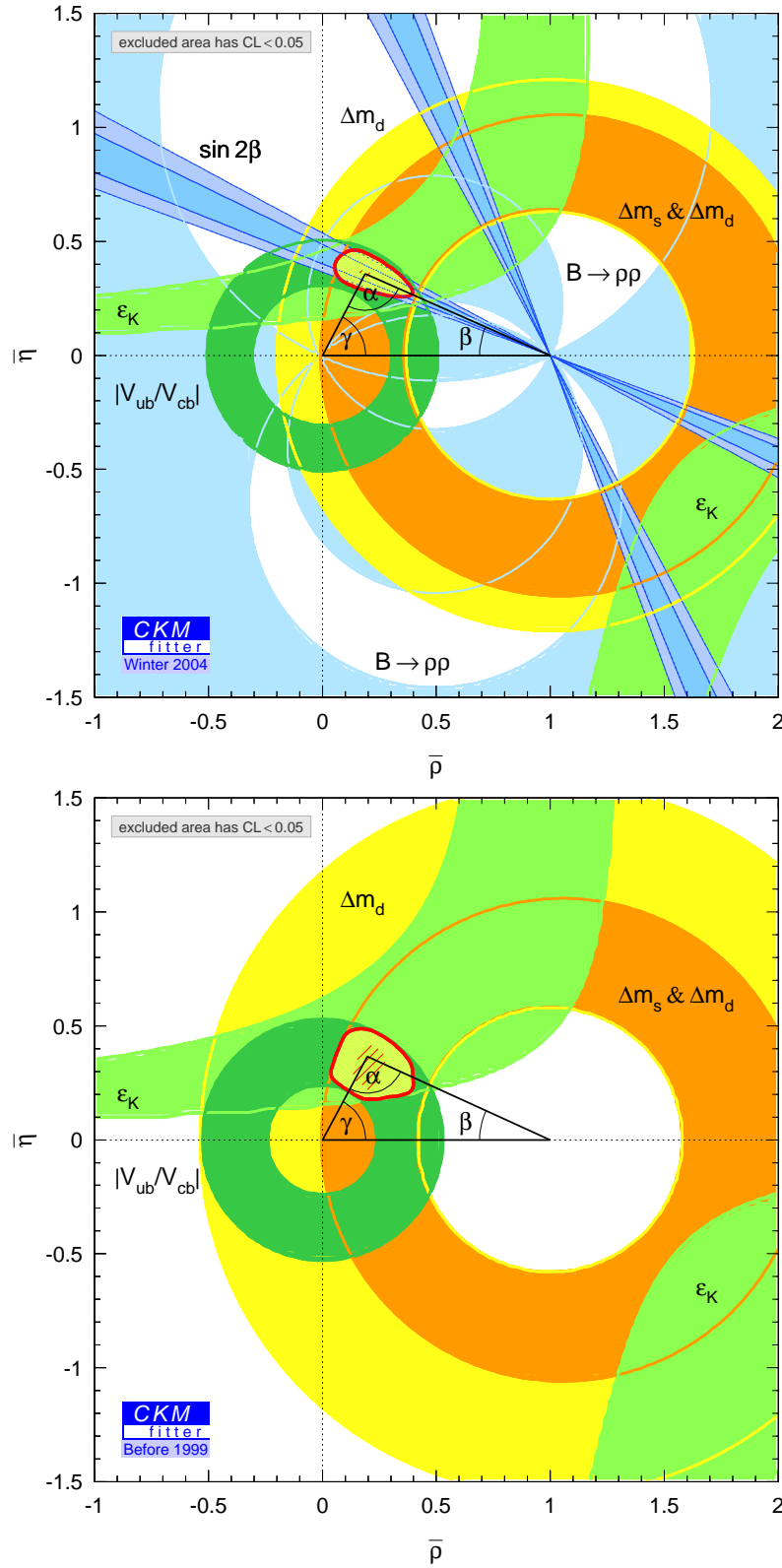


FIG. 3.1 – Niveaux de confiance dans le plan  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  résultant de l'ajustement standard de la matrice CKM en 2004 (haut) et en 1998 (bas). Les contours délimitent les régions de niveaux de confiance  $\geq 5\%$ . Pour la mesure de  $\sin 2\beta$ , le contour de niveau de confiance  $\geq 32\%$  est en outre indiqué.

Cette partie présente le principe de l'analyse en isospin, proposée par Gronau et London [40], qui permet d'extraire une contrainte sur  $\alpha$  des mesures des coefficients  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$ . On verra que la méthode peut être appliquée de façon analogue à la composante de polarisation longitudinale du canal  $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ . Les contraintes actuelles sont présentées, ainsi qu'une tentative d'extrapolation à des luminosités de  $500 \text{ fb}^{-1}$  ( $\rho\rho$ ),  $1000 \text{ fb}^{-1}$  ( $\pi\pi$  et  $\rho\rho$ ) voire  $10 \text{ ab}^{-1}$  ( $\pi\pi$ ).

### 3.2.1 Principe de l'analyse en isospin

Les asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$  dépendent à la fois du rapport des amplitudes complexes  $P^{+-}/T^{+-}$  et de l'angle  $\alpha$  (voir formules (2.42) et (2.43)). Ces deux mesures ne sont donc pas suffisantes pour résoudre les trois inconnues :  $|P^{+-}/T^{+-}|$ ,  $\delta^{+-} = \arg(P^{+-}/T^{+-})$  et  $\alpha$ . En revanche, en reliant les amplitudes de désintégration des canaux  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  et  $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  grâce à la symétrie d'isospin dans l'interaction forte, l'ensemble des mesures de rapports d'embranchement et d'asymétries fournit un système contraint.

Répétant et complétant l'expression (2.40) de l'amplitude de désintégration  $A(B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$  (cf. 2.2.5), on écrit pour les trois modes :

$$A^{+-} = V_{ud}V_{ub}^* T^{+-} + V_{td}V_{tb}^* P^{+-} , \quad (3.4)$$

$$\sqrt{2}A^{+0} = V_{ud}V_{ub}^* T^{+0} + V_{td}V_{tb}^* P^{+0} , \quad (3.5)$$

$$\sqrt{2}A^{00} = V_{ud}V_{ub}^* T_C^{00} + V_{td}V_{tb}^* P^{00} , \quad (3.6)$$

où l'on a exprimé les amplitudes  $A^{ij} = A(B \rightarrow \pi^i \pi^j)$ ,  $i, j = 0, +, -$ , en fonction des éléments de la matrice CKM et des amplitudes hadroniques  $T^{+-}$ ,  $P^{+-}$ ,  $T^{+0}$ ,  $T_C^{00}$  et  $P^{00}$ . Ces cinq quantités complexes décrivent l'ensemble des processus QCD intervenant dans la désintégration. La notation  $T_C^{00}$  souligne que le diagramme en arbre dominant est supprimé de couleur. Les amplitudes conjuguées  $\bar{A}^{ij} = A(\bar{B} \rightarrow \pi^{-i} \pi^{-j})$  (où  $\bar{A}^{+0} = A^{-0}$ ) se déduisent des équations (3.4-3.6) en remplaçant les facteurs CKM par leur complexes conjugués.

La symétrie d'isospin dans l'interaction forte permet de relier ces amplitudes [50] :

$$A^{+0} = \frac{1}{\sqrt{2}} A^{+-} + A^{00} , \quad (3.7)$$

$$\bar{A}^{+0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{A}^{+-} + \bar{A}^{00} . \quad (3.8)$$

Si en général la désintégration  $b \rightarrow du\bar{u}$  peut se faire au travers de transitions d'isospin  $\Delta I = 1/2$  ou  $\Delta I = 3/2$  (menant à un isospin de l'état final  $\pi\pi$   $I_f = 0$  ou 2), dans le cas des diagrammes pingouin, du fait que la paire  $u\bar{u}$  est issue d'un gluon ( $I = 0$ ), seul  $\Delta I = 1/2$  est permis ( $I_f = 0$ ). Une conséquence fondamentale est alors que  $P^{+0} = 0$ . Les équations (3.4-3.6) se réduisent donc à :

$$A^{+-} = V_{ud}V_{ub}^* T^{+-} + V_{td}V_{tb}^* P^{+-} , \quad (3.9)$$

$$\sqrt{2}A^{+0} = V_{ud}V_{ub}^* (T^{+-} + T_C^{00}) , \quad (3.10)$$

$$\sqrt{2}A^{00} = V_{ud}V_{ub}^* T_C^{00} - V_{td}V_{tb}^* P^{+-} . \quad (3.11)$$

Le système présente maintenant six inconnues<sup>5</sup> : l'angle  $\alpha$  et trois quantités complexes auxquelles on soustrait une phase arbitraire. Il peut être contraint par sept observables : les

<sup>5</sup> Seuls les diagrammes pingouin gluoniques ont été considérés dans cette discussion. Les diagrammes pingouin

asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$ ; leurs analogues dans la désintégration  $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ ,  $S_{\pi\pi}^{00}$  et  $C_{\pi\pi}^{00}$ ; les rapports d'embranchement  $\mathcal{B}^{ij} \propto \frac{\tau_B}{2} (|A^{ij}|^2 + |\bar{A}^{ij}|^2)$ , où  $\tau_B = \tau_{B^0}, \tau_{B^+}$  est la durée de vie du méson  $B$  considéré.

L'asymétrie  $S_{\pi\pi}^{00}$  est une mesure difficile car elle nécessite la reconstruction du temps de désintégration du  $B^0$  dans un mode sans particules chargées dans l'état final. Seules les conversions en paires  $e^+e^-$  des photons issus des pions neutres pourraient être utilisées, mais cette technique réduirait notablement le nombre d'événements disponibles dans un mode où le rapport d'embranchement est déjà relativement faible ( $\mathcal{B}^{00} = (1,9 \pm 0,47) \times 10^{-6}$  [7]).

Gronau et London ont montré que, disposant donc de six observables, on extrait  $\alpha$  avec une ambiguïté d'ordre 8. A l'heure actuelle, l'asymétrie directe  $C_{\pi\pi}^{00}$  n'a pas été mesurée et l'on a donc en main moins d'observables que d'inconnues à déterminer. On peut cependant contraindre la différence  $|\alpha - \alpha_{\text{eff}}|$ ,  $\alpha_{\text{eff}} = \arg(\lambda_{CP})$  étant l'angle directement accessible expérimentalement :  $\sin 2\alpha_{\text{eff}} = S_{\pi\pi}^{+-} / \sqrt{1 - C_{\pi\pi}^{+-2}}$ .

### 3.2.2 Limites analytiques sur $|\alpha - \alpha_{\text{eff}}|$

Une expression analytique de cette limite s'écrit [41] :

$$\cos 2(\alpha - \alpha_{\text{eff}}) \geq \frac{1}{\sqrt{1 - C_{\pi\pi}^{+-2}}} \left( 1 - 2 \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \frac{\mathcal{B}^{00}}{\mathcal{B}^{+0}} \right) + \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \frac{1}{\sqrt{1 - C_{\pi\pi}^{+-2}}} \frac{(\mathcal{B}^{+-} - 2 \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \mathcal{B}^{+0} + 2\mathcal{B}^{00})^2}{4\mathcal{B}^{+-}\mathcal{B}^{+0}}. \quad (3.12)$$

Cette formulation est intéressante car elle résume les expressions approchées de Grossman et Quinn en 1998 (le second terme est négligé et  $C_{\pi\pi}^{+-} = 0$  [42]) puis de Charles en 1999 (le second terme est négligé mais  $C_{\pi\pi}^{+-}$  est quelconque [43]), avant l'expression complète de Gronau, London, Sinha et Sinha en 2001 [41].

Les mêmes auteurs ont par ailleurs montré que le rapport d'embranchement  $\mathcal{B}^{00}$  pouvait être contraint par :

$$\mathcal{B}_{\text{GLSS}-}^{00} \leq \mathcal{B}^{00} \leq \mathcal{B}_{\text{GLSS}+}^{00}, \quad (3.13)$$

où

$$\mathcal{B}_{\text{GLSS}\pm}^{00} = \frac{\tau_{B^0}}{\tau_{B^+}} \mathcal{B}^{+0} + \frac{1}{2} \mathcal{B}^{+-} \pm \sqrt{\frac{\tau_{B^0}}{\tau_{B^+}} \mathcal{B}^{+0} \mathcal{B}^{+-} \left( 1 + \sqrt{1 - C_{\pi\pi}^{+-2}} \right)}, \quad (3.14)$$

Une réécriture de l'équation (3.12) :

$$\sin^2(\alpha - \alpha_{\text{eff}}) \leq \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \frac{1}{\sqrt{1 - C_{\pi\pi}^{+-2}}} \frac{(\mathcal{B}^{00} - \mathcal{B}_{\text{GLSS}-}^{00}) (\mathcal{B}_{\text{GLSS}+}^{00} - \mathcal{B}^{00})}{2\mathcal{B}^{+-}\mathcal{B}^{+0}}, \quad (3.15)$$

permet de faire apparaître clairement que si  $\mathcal{B}^{00}$  est proche de l'une des deux limites de la formule (3.14), alors on a une quasi égalité entre les angles  $\alpha_{\text{eff}}$  et  $\alpha$  [37],[51]. Dans le cas contraire, l'incertitude sur  $\alpha$  ne peut être éventuellement réduite que grâce aux mesures, difficiles, des asymétries dans le mode  $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ .

---

electrofaibles (où la paire  $u\bar{u}$  est issue d'un photon ou d'un  $Z^0$ ) interviennent aussi dans les amplitudes (3.4-3.6) avec le même facteur CKM et sont donc implicitement inclus dans les termes  $P^{+-}$ ,  $P^{+0}$  et  $P^{00}$ . Cependant, l'argument selon lequel  $P^{+0} = 0$  ne s'applique qu'aux pingouins gluoniques. Un terme  $V_{td}V_{tb}^*P_{\text{EW}}^{+0}$  doit par conséquent être ajouté à l'expression 3.10 (et par conséquent à 3.11, selon la relation d'isospin). Toutefois, Neubert et Rosner [49] ont montré qu'on pouvait relier  $P_{\text{EW}}^{+0}$  et  $T^{+0}$  par un facteur réel :  $P_{\text{EW}}^{+0} = (1,35 \pm 0,12)\% \times T^{+0}$ . Ainsi, la prise en compte des diagrammes pingouin électrofaibles, outre qu'il s'agisse d'un effet petit, ne rajoute pas de degré de liberté.

### 3.2.3 Application de l'analyse en isospin aux canaux $B \rightarrow \rho\rho$

Le principe de l'analyse en isospin, quoique présenté dans le cadre des désintégrations  $B \rightarrow \pi\pi$ , s'applique également aux modes  $B \rightarrow \rho\rho$  dès lors que la paire  $\rho\rho$  est dans un état propre de  $CP$  et que les deux mésons  $\rho$  peuvent être considérés comme étant identiques. Ce mode est alors extrêmement intéressant puisque les asymétries dépendantes du temps  $S_{\rho\rho}^{00}, C_{\rho\rho}^{00}$  dans le canal  $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$  sont expérimentalement accessibles (si toutefois le rapport d'embranchement ne se révèle pas trop faible).

La désintégration  $B \rightarrow \rho\rho$  étant celle d'un méson pseudo-scalaire en deux mésons vecteurs, l'état final est une superposition de trois ondes partielles  $S, P$  et  $D$ , avec pour valeur propre de  $CP$ ,  $\eta_{CP} = +1, -1$  et  $+1$  respectivement. En principe, une analyse angulaire est donc nécessaire pour séparer les trois composantes. Or, les mesures expérimentales ont montré que les désintégrations  $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$  et  $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$  sont très largement dominées par leur composante de polarisation longitudinale, combinaison des ondes  $S$  et  $D$  et donc purement  $\eta_{CP} = +1$ . On peut donc se restreindre à l'étude des composantes longitudinales et appliquer l'analyse en isospin de façon complètement analogue aux désintégrations  $B \rightarrow \pi\pi$ , sans perdre sensiblement en précision.

On a vu que l'analyse en isospin repose sur le fait que l'état final  $\pi\pi$  pouvait avoir un isospin  $I_f = 0$  ou  $2$  (diagrammes en arbre) ou  $I_f = 0$  seulement (diagrammes pingouin). Les états d'isospin impair sont en effet interdits par la statistique de Bose-Einstein qui impose que la fonction d'onde d'un état de deux mésons soit symétrique. Cependant, le méson  $\rho$  ayant une largeur non nulle, des contributions  $I_f = 1$  sont a priori possibles. On les estime néanmoins à  $(\Gamma_\rho/m_\rho)^2 \sim 4\%$  et elles sont négligées dans l'analyse qui suit.

Enfin, les possibles violations d'isospin provenant du fait que les  $\rho$  chargés et neutres ont des masses et largeurs différentes ne sont pas prises en compte. De même, le mélange  $\rho - \omega$ , les interférences avec les excitations radiales du  $\rho$  ou la contribution non résonnante, sont négligées.

L'ensemble de ces approximations sont justifiées par le niveau de l'incertitude statistique actuelle. Avec l'augmentation du lot de données, une quantification de ces effets devra être faite.

### 3.2.4 Résultats

Les expériences *BABAR* [ 27] et *Belle* [ 47] ont mesuré les asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$  :

	<i>BABAR</i>	<i>Belle</i>	moyenne[ 7]
$S_{\pi\pi}^{+-} =$	$-0,40 \pm 0,22 \pm 0,03$	$-1,00 \pm 0,21 \pm 0,07$	$-0,73 \pm 0,16$
$C_{\pi\pi}^{+-} =$	$-0,19 \pm 0,19 \pm 0,05$	$-0,58 \pm 0,15 \pm 0,07$	$-0,46 \pm 0,13$

Alors que *BABAR* observe des valeurs compatibles avec zéro, *Belle* annonce une mise en évidence de la violation de  $CP$  directe dans le canal  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , excluant l'hypothèse  $C_{\pi\pi}^{+-} = 0$  à 3,2 écarts standard [ 47]. Malgré ces conclusions différentes, les mesures des deux expériences restent compatibles au niveau de 2,1 écarts standard. Une mise à jour est attendue de la part des deux collaborations lors des conférences de l'été 2004.

Les asymétries dépendantes du temps  $S_{\rho\rho,L}^{+-}$  et  $C_{\rho\rho,L}^{+-}$  de la composante longitudinale du mode  $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$  ont été mesurées par l'expérience *BABAR* [ 48] et sont rapportées dans le tableau 3.2. Ce tableau contient par ailleurs une compilation des mesures des rapports d'embranchement et asymétries dans les systèmes  $\pi\pi$  et  $\rho\rho$ . Le mode  $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$  n'a pas été encore observé et on utilise ici la valeur centrale et les erreurs correspondant à la limite publiée par *BABAR* :  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0) < 2,1 \times 10^{-6}$  à 90 %. Les asymétries dépendantes du temps dans les modes  $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  et a fortiori  $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$  n'ont pas été mesurées. Strictement parlant, une mesure de

Modes $B \rightarrow \pi\pi$				
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$	$\mathcal{B}(B \rightarrow \pi^+\pi^0)$	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$	$S_{\pi\pi}^{+-}$	$C_{\pi\pi}^{+-}$
$4, 55 \pm 0, 44$	$5, 18^{+0,77}_{-0,76}$	$1, 90 \pm 0, 47$	$-0, 73 \pm 0, 16$	$-0, 46 \pm 0, 13$
Modes $B \rightarrow \rho\rho$				
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-)$	$\mathcal{B}(B \rightarrow \rho^+\rho^0)$	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0)$	$S_{\rho\rho,L}^{+-}$	$C_{\rho\rho,L}^{+-}$
$30 \pm 4 \pm 5$	$26, 4^{+6,4}_{-6,1}$	$0, 6^{+0,8}_{-0,6} \pm 0, 1$	$-0, 19 \pm 0, 33 \pm 0, 11$	$-0, 23 \pm 0, 24 \pm 0, 14$

TAB. 3.2 – *Compilation des mesures des rapports d'embranchement et asymétries dans les systèmes  $\pi\pi$  et  $\rho\rho$ . L'unité des rapports d'embranchement est  $10^{-6}$ . Pour une liste complète des publications expérimentales, voir les parties correspondantes dans la référence [37].*

l'angle  $\alpha$  n'est donc aujourd'hui pas possible. Sont également utilisées dans l'analyse en isospin les fractions de polarisation longitudinale :  $f_L(B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-) = 0.99 \pm 0.03^{+0.04}_{-0.03}$  [44] et  $f_L(B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0) = 0.962^{+0.049}_{-0.065}$  [45, 46] afin de corriger les rapports d'embranchement. On suppose de manière conservatrice que le mode  $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$  est totalement polarisé longitudinalement.

La figure 3.2 montre les niveaux de confiance en fonction de l'angle  $\alpha$  obtenus en appliquant l'analyse en isospin aux systèmes  $\pi\pi$  et  $\rho\rho$ . Alors que les mesures dans les désintégrations  $B \rightarrow \pi\pi$  s'avèrent peu contraignantes, les modes  $B \rightarrow \rho\rho$  apportent une information d'une précision comparable à celle de l'ajustement standard présenté dans la partie 3.1 (hors mesures  $B \rightarrow \rho\rho$ ) et qui justifie leur prise en compte dans l'ajustement. La situation dans les deux systèmes est en effet très différente. Dans le premier cas, la valeur centrale du rapport d'embranchement  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$  est suffisamment distincte des limites  $\mathcal{B}_{\text{GLSS-}}^{00} = 0,66 \times 10^{-6}$  et  $\mathcal{B}_{\text{GLSS+}}^{00} = 13,51 \times 10^{-6}$  pour que la contrainte sur  $|\alpha - \alpha_{\text{eff}}|$ , qui se traduit par la largeur du plateau à  $\text{CL} = 1$ , reste faible. Dans le second cas en revanche, la valeur centrale de  $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$  est inférieure à la limite basse,  $\mathcal{B}_{\text{GLSS-}}^{00} = 1,25 \times 10^{-6}$ . Cette configuration est toutefois possible étant donné les incertitudes expérimentales des trois rapports d'embranchement et de  $C_{\rho\rho,L}^{+-}$ .<sup>6</sup> La contrainte sur  $|\alpha - \alpha_{\text{eff}}|$  est alors extrêmement performante. Pour illustrer l'importance des valeurs des rapports d'embranchement, la figure 3.2 montre dans chacun des deux cas la contrainte que l'on obtiendrait si on mesurait les asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$  (respectivement  $S_{\rho\rho,L}^{+-}$ ) avec une précision infinie : c'est bien la connaissance actuelle des rapports d'embranchement, ainsi que les valeurs centrales de  $C_{\pi\pi}^{+-}$  ou  $C_{\rho\rho,L}^{+-}$  (voir l'équation 3.12) qui domine la contrainte.

### 3.2.5 Perspectives

L'analyse des modes  $B \rightarrow \rho\rho$  est très prometteuse. Avec une réduction des incertitudes expérimentales, on s'attend à ce qu'à plus haute statistique, soit la valeur centrale de  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0)$  augmente légèrement, soit celle de  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0)$  diminue. Deux scénarios d'extrapolation à  $\mathcal{L}_{\text{futur}} = 500 \text{ fb}^{-1}$  et  $\mathcal{L}_{\text{futur}} = 1000 \text{ fb}^{-1}$  sont imaginés. On suppose ici que les asymétries  $S_{\rho\rho,L}^{+-}$  et  $C_{\rho\rho,L}^{+-}$  sont mesurées. Dans les deux cas, les erreurs expérimentales sont supposées diminuer comme  $1/\sqrt{\mathcal{L}_{\text{futur}}}$  et les valeurs centrales actuelles sont conservées, à l'exception : dans le premier scénario, de la valeur de  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0)$  qui est choisie à  $1,3 \times 10^{-6}$  ; dans le second scénario, de

<sup>6</sup>La compatibilité des mesures du système  $\rho\rho$  avec  $\text{SU}(2)$ , étant donné les valeurs des paramètres CKM résultant de l'ajustement standard ( $S_{\rho\rho,L}^{00}$  et  $C_{\rho\rho,L}^{00}$  exclus) est de 70%.



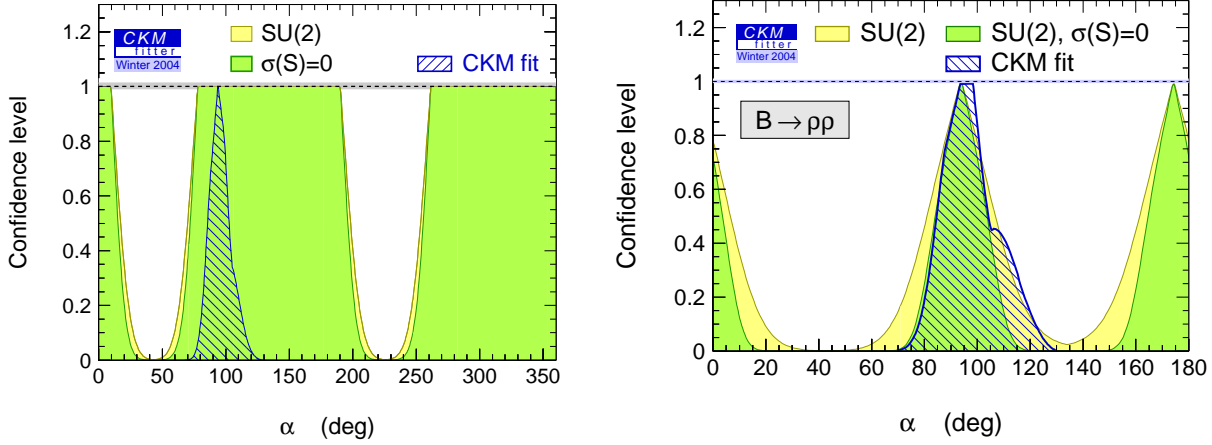


FIG. 3.2 – Niveaux de confiance en fonction de l'angle  $\alpha$  obtenus en appliquant l'analyse en isospin au système  $\pi\pi$  (gauche) et au système  $\rho\rho$  (droite). En clair : analyse des valeurs expérimentales réelles. En foncé :  $S_{\pi\pi}^{+-}$  (respectivement  $S_{\rho\rho,L}^{+-}$ ) est mesurés avec une précision infinie. On estime ainsi l'incertitude actuelle sur la contribution pingouin, étant donnée la valeur centrale de  $C_{\pi\pi}^{+-}$  (respectivement  $C_{\rho\rho,L}^{+-}$ ). La contrainte sur  $\alpha$  obtenue avec l'ajustement standard (mesures  $\rho\rho$  exclues) est également représentée (hachures).

celle de  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0)$ , fixée à  $17 \times 10^{-6}$ . Le premier scénario correspond au cas où  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0)$  est proche de  $\mathcal{B}_{\text{GLSS}}^{00}$ . Cette condition n'est pas réalisée dans le second cas.

Les résultats sont montrés figure 3.3. A  $500 \text{ fb}^{-1}$ , on envisage également l'éventualité que  $S_{\rho\rho,L}^{+-}$  ne soit pas mesuré. Dans les deux scénarios, cette observable s'avère cruciale. Le premier scénario, très optimiste, mènerait à une précision à  $1\sigma$  ( $2\sigma$ ) sur  $\alpha$  de  $6^\circ$  ( $10^\circ$ ) à  $1000 \text{ fb}^{-1}$ . Dans le second scénario, on voit distinctement les huit ambiguïtés possibles lorsque  $S_{\rho\rho,L}^{+-}$  n'est pas mesuré et la façon dont cette asymétrie permet, en principe, de réduire leur nombre à deux. Cependant, avec une incertitude expérimentale finie, les solutions satellites ne sont pas totalement éliminées. L'erreur à  $1\sigma$  ( $2\sigma$ ) sur  $\alpha$  à  $1000 \text{ fb}^{-1}$  est estimée à  $7^\circ$  ( $16^\circ$ ), dans cette configuration.

Le rapport d'embranchement relativement élevé du mode  $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et le fait que  $S_{\pi\pi}^{00}$  soit difficilement mesurable ne permettent pas d'être aussi optimiste pour les modes  $B \rightarrow \pi\pi$ . La répartition des ambiguïtés dans l'intervalle  $[0, \pi]$  dépend cependant d'observables aujourd'hui mal connues ( $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ ) ou inconnues ( $C_{\pi\pi}^{00}$ ). Trois scénarios sont envisagés :

- les valeurs centrales actuelles sont conservées (scénario I) ;
- les valeurs centrales actuelles sont conservées à l'exception de celle de  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ , fixée à  $1,2 \times 10^{-6}$  ;
- les valeurs centrales actuelles sont conservées à l'exception de celle de  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ , fixée à  $\mathcal{B}_{\text{GLSS}}^{00} = 0,66 \times 10^{-6}$ , à  $2,6\sigma$  de la présente mesure (scénario III).

Dans tous les cas, la valeur de  $C_{\pi\pi}^{00}$  est choisie pour être en accord avec les autres observables, supposant les paramètres de Wolfenstein connus grâce aux résultats de l'ajustement standard. Le troisième scénario nécessite en outre de modifier la valeur centrale de  $S_{\pi\pi}^{+-}$  à  $-0,25$ , soit un écart de  $3\sigma$  avec la mesure actuelle.

Les niveaux de confiance en fonction de  $\alpha$  sont présentés figure 3.4. Le cas le plus optimiste, cependant peu probable, est celui du scénario III, avec une incertitude à  $1\sigma$  ( $2\sigma$ ) sur  $\alpha$  de  $14^\circ$  ( $20^\circ$ ). Si le premier scénario apporte une contrainte sur  $\alpha$  qui, combinée avec d'autres mesures, peut s'avérer intéressante, le deuxième scénario est en revanche très défavorable.

La répartition des ambiguïtés en fonction de  $C_{\pi\pi}^{00}$  est par ailleurs montrée figures 3.5 qui

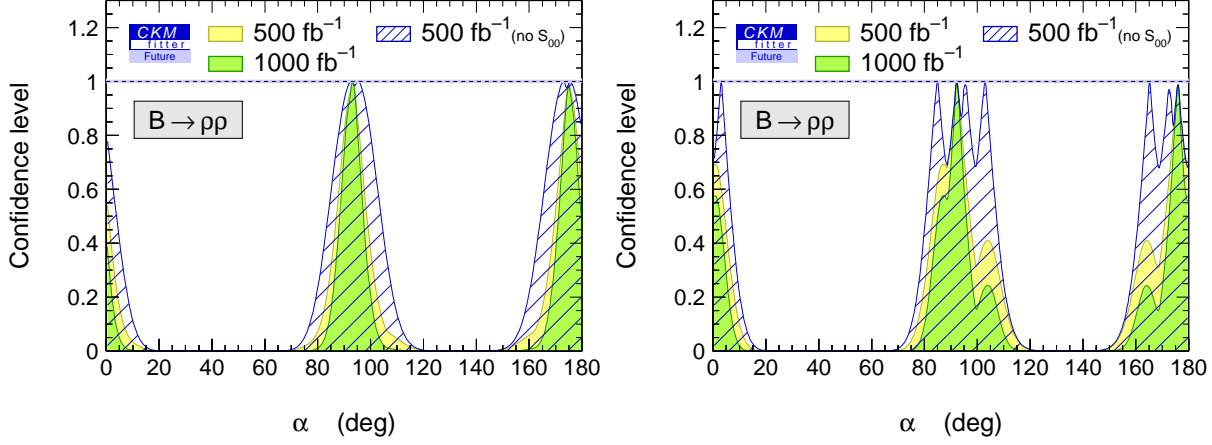


FIG. 3.3 – Niveaux de confiance en fonction de l’angle  $\alpha$  obtenus en appliquant l’analyse en isospin au système  $\rho\rho$ , extrapolée à  $500 \text{ fb}^{-1}$  (en clair) et  $1000 \text{ fb}^{-1}$  (en foncé). À gauche : scénario I ; à droite : scénario II (voir texte). Les histogrammes hachurés montre les extrapolations à  $500 \text{ fb}^{-1}$  sans utiliser la mesure de  $S_{\rho\rho,L}^{+-}$ . On voit distinctement les huit ambiguïtés dans la figure de droite. Dans le premier scénario, où  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0)$  est proche de la limite  $\mathcal{B}_{\text{GLSS}}^{00}$ , les ambiguïtés se superposent en deux groupes de quatre.

donnent les niveaux de confiance dans le plan  $(\alpha, C_{\pi\pi}^{00})$  pour une extrapolation des incertitudes expérimentales à des luminosités de  $1 \text{ ab}^{-1}$  (accumulée par l’ensemble de *BABAR* et *Belle* aux environs de 2005) et  $10 \text{ ab}^{-1}$  (future génération d’usines à *B*). On a supposé que les valeurs centrales des rapports d’embranchement et des asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$  restaient inchangées. On voit qu’une très haute luminosité, hors de portée des expériences actuelles, est nécessaire.

### 3.3 Etude globale des modes $B \rightarrow \pi\pi, K\pi$

Les mesures récentes aux usines à *B* ont apporté plusieurs surprises : la valeur élevée du rapport d’embranchement  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ , la relativement grande asymétrie directe *CP*  $C_{\pi\pi}^{+-}$ . De même, le rapport d’embranchement  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^0 \pi^0) = (11, 7 \pm 1, 4) \times 10^{-6}$  [ 7] semble grand par rapport aux prédictions et de nombreux articles théoriques ont été publiés sur ce que l’on appelle l’anomalie  $K\pi$ .

Nous avons choisi d’aborder la question sous deux angles. La première approche repose sur l’hypothèse simple que la symétrie  $\text{SU}(3)$  est strictement respectée et que les diagrammes d’annihilation et d’échange dans les désintégrations  $K\pi$  sont négligeables. À partir des mesures expérimentales des modes  $B \rightarrow \pi\pi$ , on peut alors calculer les observables du système  $K\pi$  et les comparer avec les mesures. La deuxième approche repose sur les calculs faits dans le cadre de la factorisation QCD [ 52, 53]. Un ajustement global de toutes les observables  $K\pi$  et  $\pi\pi$  est réalisé afin de tester l’accord entre le modèle et les mesures.

#### 3.3.1 Symétrie $\text{SU}(3)$ et calcul des observables $K\pi$ à partir des modes $B \rightarrow \pi\pi$

Les relations d’isospin dans le système  $K\pi$  [ 54] permettent d’écrire les amplitudes des quatre modes de désintégration sous la forme :

$$A(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = V_{us} V_{ub}^* T^{+-} + V_{ts} V_{tb}^* P^{+-}$$

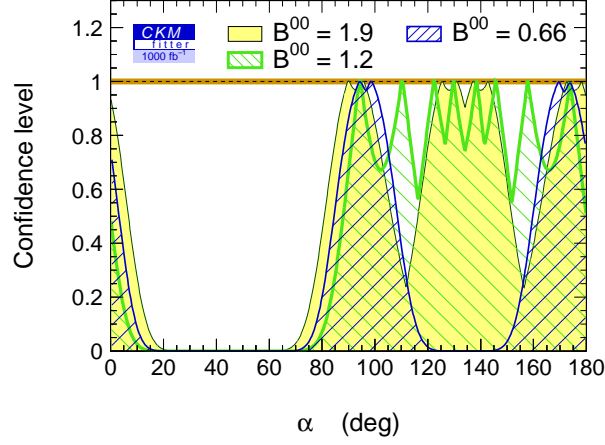


FIG. 3.4 – Niveaux de confiance en fonction de l'angle  $\alpha$  obtenus en appliquant l'analyse en isospin au système  $\pi\pi$ , extrapolée à  $1000 \text{ fb}^{-1}$ , pour trois valeurs de  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0)$  :  $1,9 \times 10^{-6}$ ,  $1,2 \times 10^{-6}$  et  $0,66 \times 10^{-6}$ . Dans ce troisième cas, la valeur centrale de  $S_{\pi\pi}^{+-}$  est fixée à  $-0,25$ .

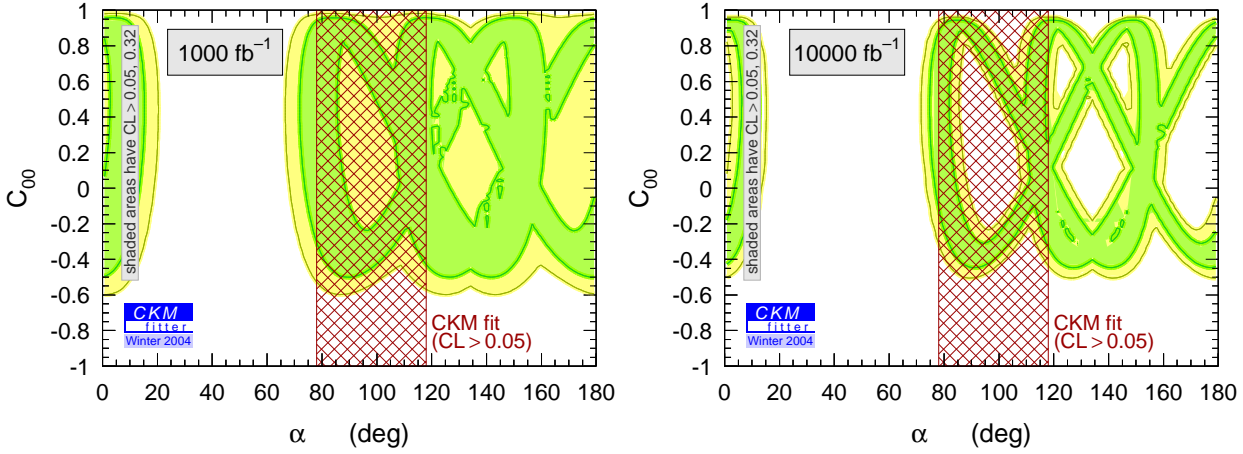


FIG. 3.5 – Niveaux de confiance dans le plan  $(\alpha, C_{\pi\pi}^{00})$  pour une extrapolation des incertitudes expérimentales à des luminosités de  $1 \text{ ab}^{-1}$  (gauche) et  $10 \text{ ab}^{-1}$  (droite). On a supposé que les valeurs centrales restaient inchangées. La contrainte sur  $\alpha$  provenant de l'ajustement standard est également montré (hachures).

$$\begin{aligned}
 A(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0) &= V_{us} V_{ub}^* N^{0+} + V_{ts} V_{tb}^* (-P^{+-} + P_C^{\text{EW}}) \\
 \sqrt{2} A(B^+ \rightarrow K^0 \pi^+) &= V_{us} V_{ub}^* (T^{+-} + T_C^{00} - N^{0+}) + V_{ts} V_{tb}^* (P^{+-} + P_C^{\text{EW}} - P_C^{\text{EW}}) \\
 \sqrt{2} A(B^0 \rightarrow K^0 \pi^0) &= V_{us} V_{ub}^* T_C^{00} + V_{ts} V_{tb}^* (-P^{+-} + P_C^{\text{EW}}),
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

$N^{0+}$  est une amplitude décrivant les diagrammes d'annihilation et d'échange et est négligée dans cette analyse [ 55].  $P_C^{\text{EW}}$  et  $P_C^{\text{EW}}$  décrivent les diagrammes pingouin électrofaibles (l'indice  $C$  indique le diagramme supprimé de couleur). Comme dans les désintégrations  $B \rightarrow \pi\pi$ , ces amplitudes sont reliées aux amplitudes en arbre par des facteurs réels [ 49],[ 56] :

$$P_C^{\text{EW}} = R^+(T^{+-} + T_C^{00}). \tag{3.17}$$

$$P_C^{\text{EW}} = \frac{R^+}{2}(T^{+-} + T_C^{00}) - \frac{R^-}{2}(T^{+-} - T_C^{00}). \tag{3.18}$$

où  $R^+ = (1, 35 \pm 0, 12)\%$  et  $R^- = (1, 35 \pm 0, 13)\%$ .

Une différence fondamentale avec les désintégrations  $B \rightarrow \pi\pi$  est que le rapport des facteurs CKM  $|V_{ts}V_{tb}|/|V_{us}V_{ub}| \approx 50$  favorise fortement les contributions pingouin, y compris les pingouins électrofaibles qui ne sont donc plus un petit effet.

Dans la limite de la symétrie SU(3), les amplitudes  $T^{+-}$ ,  $P^{+-}$  et  $T_C^{00}$  sont identifiées à celles intervenant dans les amplitudes de désintégration  $B \rightarrow \pi\pi$ . Ainsi, en utilisant les mesures des rapports d'embranchement et des asymétries dans ces modes, ainsi que les contraintes sur les facteurs CKM obtenues par l'ajustement standard, on peut *prédire* les observables des modes  $B \rightarrow K\pi$ .

Dans la suite, suivant les auteurs de la référence [ 57], nous nous intéressons aux variables :

$$\begin{aligned} R_{nc} &= \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-) + \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^0\pi^+) + \mathcal{B}(B^- \rightarrow \bar{K}^0\pi^-)} = 0.91_{-0.07}^{+0.08} [1.2\sigma] , \\ R_n &= \frac{1}{2} \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-) + \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^0\pi^0) + \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^0)} = 0.78_{-0.09}^{+0.11} [1.8\sigma] , \\ R_c &= 2 \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\pi^0) + \mathcal{B}(B^- \rightarrow K^-\pi^0)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^0\pi^+) + \mathcal{B}(B^- \rightarrow \bar{K}^0\pi^-)} = 1.16_{-0.11}^{+0.13} [1.4\sigma] , \end{aligned} \quad (3.19)$$

Ces rapports sont définis tels que si les désintégrations  $B \rightarrow K\pi$  étaient totalement dominées par les diagrammes pingouin, ils seraient égaux à 1. Les valeurs indiquées ci-dessus sont issues directement des mesures des rapports d'embranchement (les chiffres entre crochets indiquent l'écart avec 1) et sont reportées sur la figure 3.6 pour comparaison avec les *prédictions* d'après les modes  $B \rightarrow \pi\pi$ . Sont représentés les rapports  $R_{nc}$ ,  $R_n$  et  $R_c$  ainsi que l'asymétrie  $C_{K^0\pi^0}$  (analogue à  $C_{\pi\pi}^{+-}$ ) en fonction de l'asymétrie  $A_{CP}(K^+\pi^0) = \frac{|A^{+0}|^2 - |\bar{A}^{+0}|^2}{|A^{+0}|^2 + |\bar{A}^{+0}|^2}$ . Le désaccord le plus important est observé pour le rapport  $R_n$ , ce qui va dans le sens d'un rapport d'embranchement  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^0\pi^0)$  supérieur à ce que l'on attend et/ou d'un rapport d'embranchement  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$  trop faible. Le fait que la valeur mesurée du rapport  $R_{nc}$  est légèrement plus petite que la prédiction va également dans le sens de cette dernière hypothèse. Notons que  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$  est aujourd'hui mesuré avec une précision de l'ordre de 5% :  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-) = (18, 16 \pm 0, 79) \times 10^{-6}$  [ 7]. Cependant, la valeur  $\chi^2_{\min; y_{\text{mod}}}$  de l'ajustement de l'ensemble des observables  $\pi\pi$  et  $K\pi$  est  $\chi^2_{\min; y_{\text{mod}}} = 11, 5$  et la probabilité d'observer un  $\chi^2$  plus élevé est de 25%. L'accord reste donc acceptable au niveau des erreurs statistiques actuelles.

### 3.3.2 Ajustement global des observables $B \rightarrow \pi\pi, K\pi$ dans le cadre de la factorisation QCD

Nous avons utilisé jusqu'ici les symétries SU(2) et SU(3) pour contraindre les amplitudes hadroniques mises en jeu dans la désintégration des mésons  $B$ . On peut en principe calculer les amplitudes dans le cadre de QCD. Dans la limite où la masse du boson  $W$  est infinie (une bonne approximation à l'échelle du méson  $b$ ), on peut écrire le hamiltonien effectif de la désintégration sous forme d'un développement en fonction d'opérateurs locaux  $\mathcal{O}_i$  [ 58] :

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{p=u,c} V_{pd}^* V_{pb} \left[ C_1 \mathcal{O}_1^p + C_2 \mathcal{O}_2^p + \sum_{i=3,\dots,10} C_i \mathcal{O}_i \right] + h.c. \quad (3.20)$$

où  $C_i$  sont les coefficients de Wilson calculés à une échelle  $\mu$ .

---

<sup>7</sup> $\mathcal{O}_1$  et  $\mathcal{O}_2$  représentent les opérateurs courant-courant,  $\mathcal{O}_3, \dots, 6$  les opérateurs pingouin gluoniques et  $\mathcal{O}_7, \dots, 10$  les opérateurs pingouin électrofaibles.

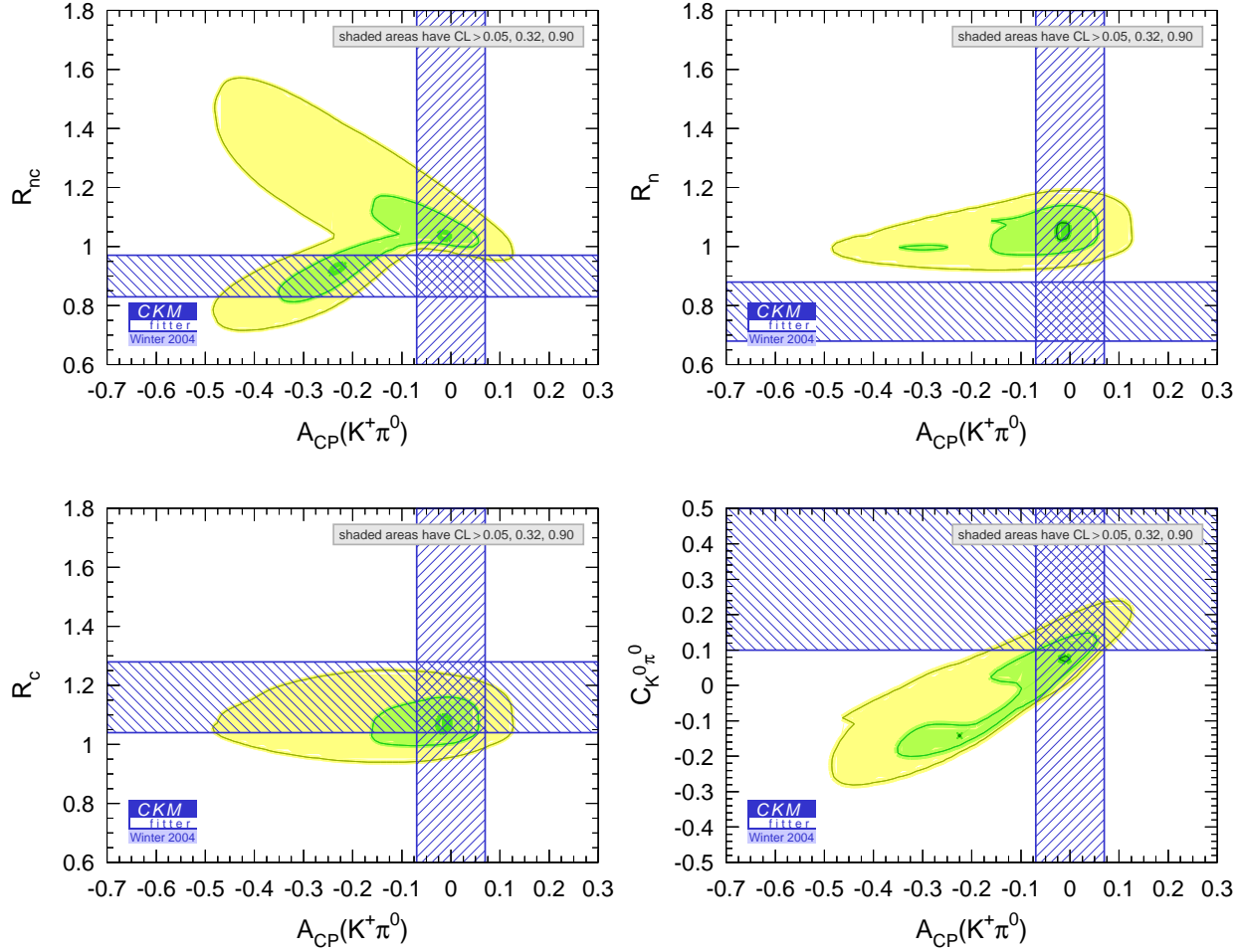


FIG. 3.6 – Rapports  $R_{nc}$ ,  $R_n$  et  $R_c$  (3.19) et asymétrie CP  $C_{K^0\pi^0}$  en fonction de l'asymétrie directe dans la désintégration  $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$  decays. Les zones grisées représentent les prédictions obtenues des mesures dans les modes  $B \rightarrow \pi\pi$  et de l'ajustement standard, en supposant la symétrie  $SU(3)$  et en négligeant les diagrammes d'annihilation et d'échange. Du plus foncé au plus clair : niveaux de confiance  $> 0.90, 0.32$  et  $0.05$ . Les mesures directes dans les désintégrations  $B \rightarrow K\pi$  sont superposées (hachures).

La difficulté intervient dans le calcul des éléments de matrice du hamiltonien. L'approche de la *factorisation* consiste à écrire les éléments de matrice comme le produit d'une constante de désintégration et d'un facteur de forme. Dans le cas d'un mode  $B \rightarrow \pi\pi$ , on a par exemple :  $\langle \pi\pi | \mathcal{O}_i | B \rangle = f_\pi F^{B \rightarrow \pi}$ . En d'autres termes, cela revient à considérer qu'il n'y a aucune interaction forte entre le méson issu de la désintégration du quark  $b$  et celui issu du quark spectateur. L'argument avancé est que la paire de quarks émise par le  $b$  est rapide et dans un état singlet de couleur : c'est la *transparence de couleur*.

La factorisation pose cependant plusieurs problèmes : la dépendance des coefficients de Wilson en une échelle arbitraire  $\mu$  n'est pas éliminée par le calcul des éléments de matrice ; l'argument de transparence de couleur ne peut s'appliquer aux diagrammes supprimés de couleur ; les diagrammes d'échange sont négligés ; les amplitudes hadroniques sont nécessairement réelles : on ne peut donc pas générer de violation de  $CP$  directe, par exemple dans le mode  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

Récemment, une nouvelle approche, la *factorisation QCD* [52, 53] a été proposée. Les auteurs

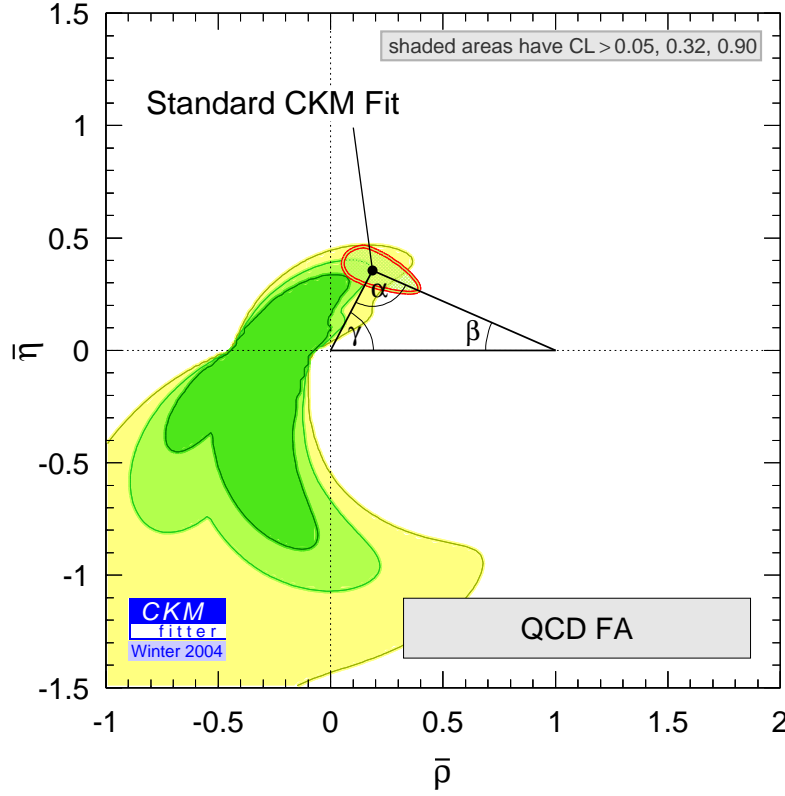


FIG. 3.7 – Niveaux de confiance dans le plan  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ , résultant de l'analyse des mesures de  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$  par la factorisation QCD (les rapports d'embranchement n'ont pas été inclus dans l'ajustement). Du plus foncé au plus clair : niveaux de confiance  $> 0.90$ ,  $0.32$  et  $0.05$ . Le résultat de l'ajustement standard est également montré.

démontrent que dans la limite des quarks lourds ( $m_b \rightarrow \infty$ ), l'échange de gluons mous entre les deux paires de quarks est supprimé. L'échange de gluons durs, en revanche, n'est pas supprimé mais est calculable en théorie perturbative. Un aspect important de ce théorème est qu'à l'ordre 0 en  $1/m_b$  et en  $\alpha_s$ , on retrouve les prédictions de la factorisation, justifiant ainsi a posteriori l'argument de transparence de couleur. Par ailleurs, ce calcul restaure l'invariance par rapport à l'échelle  $\mu$ . Enfin, des différences de phases fortes sont générées par l'échange de gluons durs : elles sont faibles (de l'ordre de  $\alpha_s$ ) mais peuvent être non nulles.

Le calcul rencontre cependant deux difficultés majeures : l'estimation des diagrammes d'annihilation et des diagrammes de diffusion dure avec le quark spectateur. La présence d'intégrales divergentes oblige à recourir à une paramétrisation arbitraire de ces contributions. Bien que l'on se place dans l'hypothèse restreinte où ces paramètres prennent la même valeur quelque soit le mode considéré, ces paramétrisations font perdre au calcul beaucoup de son pouvoir prédictif.

Si l'on suppose que les calculs de factorisation QCD sont validés par les expériences, on peut utiliser ce cadre théorique pour prédire le rapport  $P^{+-}/T^{+-}$  et extraire  $\alpha$  des mesures des asymétries  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$ . La figure 3.7 montre les niveaux de confiance dans le plan  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ , résultant de l'analyse des mesures de  $S_{\pi\pi}^{+-}$  et  $C_{\pi\pi}^{+-}$  par la factorisation QCD (les rapports d'embranchement n'ont pas été inclus dans l'ajustement). L'incertitude est largement dominée par les paramètres arbitraires nécessaires à la modélisation de l'annihilation et de la diffusion dure avec le quark spectateur. L'accord avec l'ajustement standard est au niveau de 36%.

Pour une confrontation plus poussée de la factorisation QCD avec l'expérience, nous avons

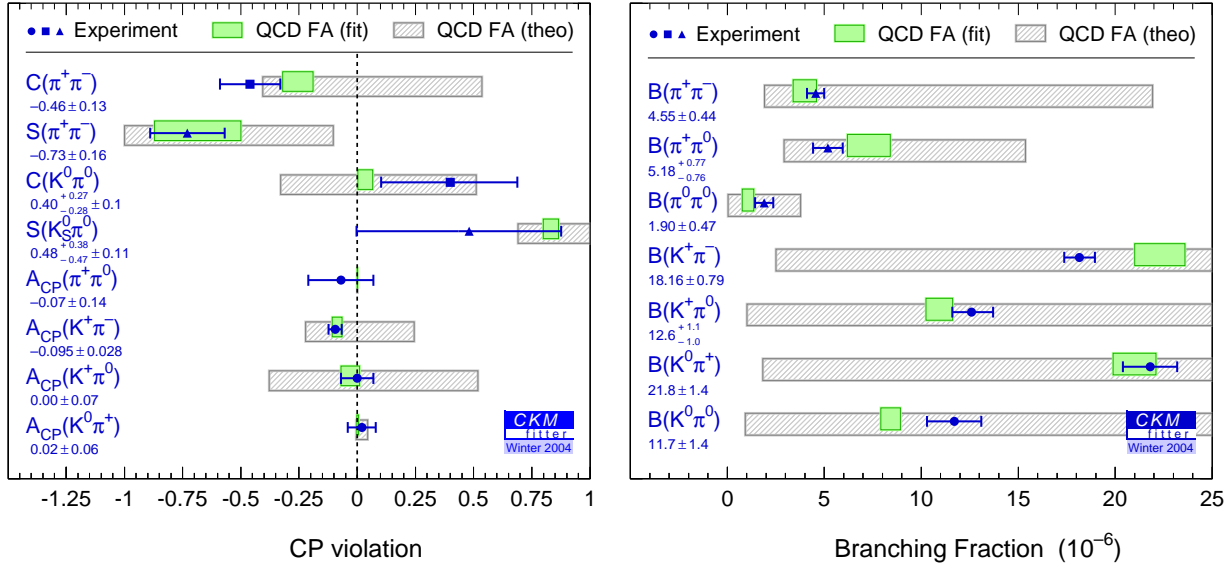


FIG. 3.8 – Comparaison des résultats de l’ajustement global de la factorisation QCD sur les données  $B \rightarrow \pi\pi$ ,  $K\pi$  (en foncé ou vert) avec les mesures expérimentales (barres d’erreurs et chiffres). L’ajustement standard est utilisé pour contraindre les éléments CKM. Les prédictions du calcul, sans les contraintes des modes  $B \rightarrow \pi\pi$ ,  $K\pi$  mais incluant l’ajustement standard sont également indiquées (en clair ou gris). Les intervalles correspondent à  $\pm 1\sigma$ .

réalisé un ajustement global de toutes les mesures de rapports d’embranchement et d’asymétries dans les modes  $B \rightarrow \pi\pi$  et  $B \rightarrow K\pi$ . La valeur de minimale du  $\chi^2$  est  $\chi^2_{\min; y_{\text{mod}}} = 13,4$  et la probabilité d’observer une valeur plus élevée est de 21%. L’ajustement a ensuite été répété en excluant une à une les mesures expérimentales afin de les comparer avec la valeur prédite par le calcul de factorisation QCD, contraint par toutes les autres observables et le résultat de l’ajustement standard. L’ensemble de ces résultats est montré dans la figure 3.8.

On note l’excellent accord entre théorie et mesures, notamment en ce qui concerne les asymétries. Il est particulièrement remarquable de voir que  $S_{\pi\pi}^{+-}$  est prédit avec une valeur très nettement négative, contrairement à la valeur  $\sin 2\alpha$  (voir tableau 3.1) avec laquelle il y aurait égalité si les diagrammes pingouins étaient négligeables. La prédiction de l’asymétrie  $A_{CP}(K^+\pi^-)$ , par ailleurs, est en parfait accord avec la mesure, non nulle et très précise. Cet accord peut toutefois être accidentel puisque la prédiction dépend de la valeur expérimentale de  $C_{\pi\pi}^{+-}$ , pour laquelle l’accord est moins bon ( $1\sigma$ ). En ce qui concerne les rapports d’embranchement, les conclusions vont dans le même sens que celles de l’étude précédente. La factorisation QCD prédit une valeur de  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$  plus élevée que l’observation expérimentale et une valeur de  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^0\pi^0)$  plus basse. En raison des incertitudes théoriques communes, notons que ces deux prédictions sont corrélées à 57%. Sont également indiquées les prédictions obtenues sans contrainte expérimentale autre que la connaissance de  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  issu de l’ajustement standard. La factorisation QCD est alors assez peu prédictive.

### 3.4 Conclusions

Les expériences aux usines à  $B$ ,  $BABAR$ , Belle et auparavant CLEO, ont affiné la connaissance de la matrice CKM. La mesure du paramètre  $\sin 2\beta$ , dont l’interprétation en terme de paramètres CKM souffre peu d’incertitudes théoriques, est l’exemple le plus frappant.

Un ajustement global des contraintes par le programme CKMfitter donne :

$$\begin{aligned}\bar{\rho} &= 0,189^{+0,088}_{-0,070}, \\ \bar{\eta} &= 0,358^{+0,046}_{-0,042}.\end{aligned}\tag{3.21}$$

La précision sur les angles  $\alpha$  et  $\gamma$  est de l'ordre de  $10^\circ$  alors que celle sur  $\beta$  atteint  $2^\circ$ .

L'étude des désintégrations  $B \rightarrow \rho\rho$  fournit aujourd'hui, grâce à l'analyse en isospin, la première contrainte directe significative sur l'angle  $\alpha$  et est désormais incluse dans l'ajustement global. En revanche, les modes  $\pi\pi$  n'apportent pas de contrainte intéressante et il faudra accumuler un échantillon de très haute statistique, hors de portée des expériences actuelles, pour pouvoir exploiter ces modes.

Une étude globale des désintégrations non charmées,  $B \rightarrow \pi\pi$  et  $B \rightarrow K\pi$ , a été réalisée, selon deux approches : la symétrie  $SU(3)$ , négligeant les diagrammes d'annihilation et d'échange, et la factorisation QCD. La description par le modèle de factorisation QCD des mesures d'asymétrie est en très bon accord avec les données expérimentales. Les rapports d'embranchement sont dans l'ensemble bien reproduits. Cependant, les rapports  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^0\pi^0)$  et  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$  s'avèrent, le premier trop élevé et le second trop faible. Les désaccords, corrélés, n'excèdent toutefois pas  $2,5\sigma$ . L'analyse d'échantillons plus conséquents est nécessaire pour conclure.



[1]

# Conclusion

L'expérience *BABAR* a enregistré, depuis 1999, 250 millions de désintégrations de paires  $B\bar{B}$ , grâce à un excellent fonctionnement du collisionneur PEP-II dont la luminosité instantannée record est, à ce jour, de  $9,2 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , trois fois supérieure à celles initialement prévue. Les performances de l'expérience Belle et de KEK-B sont encore plus spectaculaires avec 300 millions de  $B\bar{B}$  et une luminosité instantannée allant jusqu'à  $13,9 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Après la mise en évidence, par ces deux expériences, de la violation de  $CP$  dans le système  $B^0\bar{B}^0$  en 2001, la mesure sur le paramètre  $\sin 2\beta$  atteint aujourd'hui une précision de 6% et apporte la meilleure contrainte sur le triangle d'unitarité. Réalisée sur les modes  $b \rightarrow c\bar{c}s$ , avec un charmonium dans l'état final, elle bénéficie d'une part de rapports d'embranchement relativement favorables mais surtout d'une interprétation théorique claire. Les canaux de désintégration  $b \rightarrow s\bar{s}s$ , dominés par les diagrammes pingouin, et dont les rapports d'embranchement sont environ 100 fois moins élevés, offrent une autre possibilité de mesurer  $\sin 2\beta$ . Ces modes pourraient s'avérer sensibles à la présence de processus de physique au delà du modèle standard, ce que révélerait alors une confrontation des deux mesures.

L'analyse en isospin des modes  $B \rightarrow \pi\pi$  a longtemps été présentée comme la principale méthode d'extraction de l'angle  $\alpha$ . Cependant, les mesures actuelles montrent que ces canaux souffrent d'une importante contribution des diagrammes pingouin et n'apportent aucune contrainte significative. L'estimation des contraintes à plus haute luminosité dépend fortement d'observables dont les valeurs sont aujourd'hui inconnues ou mal mesurées. Toutefois, il est probable que la mesure de l'asymétrie de violation de  $CP$  directe dans le canal  $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  aux usines à  $B$  actuelles ne permettra pas de distinguer les huit ambiguïtés sur l'angle  $\alpha$  qui résultent de l'analyse en isospin. En revanche, la situation est plus favorable dans le cas des modes  $B \rightarrow \rho\rho$ . En appliquant l'analyse en isospin, une contrainte sur  $\alpha$ , compétitive et remarquablement en accord avec celle de l'ajustement global, est obtenue. Là encore, les prédictions à plus long terme dépendent fortement de la valeur des observables. Cependant, grâce notamment à la possibilité de mesurer l'asymétrie provenant de l'interférence entre le mélange et la désintégration dans le canal  $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$ , une précision de 6 à 7% semble réalisable avec un échantillon de  $1000 \text{fb}^{-1}$ . Un troisième type de modes de désintégration,  $B \rightarrow \rho\pi$ , pourrait entrer dans la compétition avec l'augmentation de la taille des échantillons disponibles, selon, là aussi, les valeurs d'observables aujourd'hui inconnues.

La recherche de signe de physique au-delà du modèle standard est l'un des objectifs des usines à  $B$ . Les modes  $B \rightarrow \pi\pi, K\pi$  qui présentent des contributions significatives ou dominantes des diagrammes pingouin pourraient y être sensibles. On dispose actuellement de mesures pour l'ensemble des rapports d'embranchement et des asymétries de ces modes. Cependant, leur étude globale, dans deux cadres théoriques différents, ne permet pas de conclure à un signe manifeste de nouvelle physique étant donnée la précision expérimentale actuelle.

Les contraintes sur le triangle d'unitarité, provenant de mesures aussi variées que celle du système  $K^0\bar{K}^0$ , des désintégrations semi-leptoniques des  $B$ , des paramètres d'oscillation  $B\bar{B}$  sont en excellent accord avec celles de  $\sin 2\beta$  et  $\alpha$ . La poursuite de l'étude du mécanisme de violation de  $CP$  dans le modèle standard concerne de nombreuses expériences, en cours ou à venir. Dans le strict domaine de la physique du  $B$ , les programmes de *BABAR* et *Belle* devraient continuer jusqu'en 2008 environ pour atteindre une luminosité totale de l'ordre de  $2000\text{ fb}^{-1}$  ; le Tevatron, puis le LHC ont notamment la possibilité d'étudier les mésons  $B$  étranges, en premier lieu leur fréquence d'oscillation ; une nouvelle génération d'usines à  $B$ , à très haute luminosité, est enfin être envisagée.

# Bibliographie

- [1] P. Bailly, J. Chauveau, J.F. Genat, J.F. Huppert, H. Lebbolo, L. Roos, B. Zhang, Nucl. Inst. Meth. **A432**, 157 (1999).
- [2] *PEP-II - An Asymmetric B Factory, Conceptual Design Report*, SLAC-418, LBL-5379 (1993).
- [3] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), Nucl. Inst. Meth. **A479**, 1 (2002).
- [4] J. Schwiening for the DIRC group, IEEE Trans.Nucl.Sci.49, 1071 (2002).
- [5] P. Bailly *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A433**, 450 (1999).
- [6] A. Höcker, H. Lacker, L. Roos, J. Schwiening, V. Shelkov, S. Spanier, M. Zito, *The DIRC Timing*, BABAR DIRC Note 135, BAD 73 (2000). Document interne à la collaboration BABAR.
- [7] The Heavy Flavor Averaging Group, [http ://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/](http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/) .
- [8] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), hep-ex/0403002. DELPHI Collaboration (J. Abdallah *et al.*) Eur. Phys. J. **C28**, 155 (2003). CLEO Collaboration (B.H. Behrens *et al.*), Phys. Lett. **B490**, 36 (2000).
- [9] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 351 (1963)
- [10] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [11] L.L. Chau and W.Y. Keung, Phys. Rev. Lett. **53**, 1802 (1984)
- [12] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983)
- [13] A.J. Buras, M.E. Lautenbacher and G. Ostermaier, Phys. Rev. **D50**, 3433 (1994)
- [14] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), contributed paper to ICHEP2000, hep-ex/0008048.
- [15] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), Phys. Rev. Lett.86, 2515 (2001)
- [16] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), Phys. Rev. Lett.87, 091801 (2001)
- [17] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), Phys. Rev. **D66**, 032003 (2002)
- [18] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), hep-ex/0203007
- [19] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), Phys. Rev. Lett.89, 201802 (2002)
- [20] S. t’Jampens, mémoire de thèse de doctorat, *Étude de la violation de la symétrie CP dans les canaux charmonium- $K^*(892)$  par une analyse angulaire complète dépendante du temps (expérience BABAR)*, Université Paris XI (2002).
- [21] Particle Data Group (D. E. Groom *et al.*), Eur. Phys. J. **C15**, 1 (2000)
- [22] Particle Data Group (K. Hagiwara *et al.*), Phys. Rev. **D66**, 010001 (2002 and 2003 update)
- [23] S. Plaszczynski, mémoire d’habilitation à diriger des recherches, LAL 01-95 (2001).
- [24] ALEPH Collaboration, Z. Phys. **C59** :369, 1993.  
S. Versillé, thèse de doctorat, *La violation de CP dans BABAR : étiquetage des mésons B et étude du canal  $B \rightarrow 3\pi$* , Université Paris XI (1999).

- [25] *BABAR* Collaboration (B. Aubert *et al.*), Phys. Rev. **D65** 051502, (2002)
- [26] *BABAR* Collaboration (B. Aubert *et al.*), Phys. Rev. Lett. **89**, 281802 (2002)
- [27] H. Jawahery (for the *BABAR* and Belle Collaborations), Talk given at 21st International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (LP 03), Batavia, Illinois, 11-16 Aug 2003
- [28] J. Fry, Talk given at 21st International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (LP 03), Batavia, Illinois, 11-16 Aug 2003
- [29] CLEO Collaboration (S. Chen *et al.*), Phys. Rev. Lett. **85**, 525 (2000)
- [30] CLEO Collaboration, (D.M. Asner *et al.*), Phys. Rev. **D53** 1039 (1996)
- [31] R. A. Fisher, *The use of multiple measurements in taxonomic problems*, Annals. Eugen. **7**, 179 (1936).
- [32] J.D. Bjorken and S.J. Brodsky, Phys. Rev. **D1**, 1416 (1970).
- [33] S. Brandt *et al.*, Phys. Lett. **12**, 57 (1964);  
E. Fahri, Phys. Rev. Lett. **39**, 1587 (1977).
- [34] G.C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581.
- [35] Belle Collaboration (B.C.K. Casey *et al.*). Phys. Rev. **66**, 092002 (2002).
- [36] A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace and F. Le Diberder, Eur. Phys. J. **C21**, 225 (2001)
- [37] J. Charles, A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace, F. Le Diberder, J. Malcès, J. Ocariz, M. Pivk, L. Roos, CPT-2004/P.030, LAL 04-21, LAPP-EXP-2004-01, LPNHE 2004-01, hep-ph/0406184
- [38] MINUIT - Function Minimization and Error Analysis, CERN Program Library entry D506. Voir par exemple <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.
- [39] A. Kronfeld, Phys. Rev. **D62**, 014505 (2000).  
J. Harada *et al.*, Phys. Rev. **D65**, 094514 (2002)
- [40] M. Gronau and D. London, Phys. Lett. **B253**, 483 (1991)
- [41] M. Gronau, D. London, N. Sinha and R. Sinha, Phys. Lett. **B514**, 315 (2001)
- [42] Y. Grossman and H.R. Quinn, Phys. Rev. **D58**, 017504 (1998)
- [43] J. Charles, Phys. Rev. **D59** 054007, (1999)
- [44] *BABAR* Collaboration (B. Aubert *et al.*), *BABAR*-PUB-04-09, hep-ex/0404029 (2004)
- [45] *BABAR* Collaboration (B. Aubert *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 171802 (2003)
- [46] Belle Collaboration (J. Zhang, M. Nakao *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 221801 (2003)
- [47] Belle Collaboration (K. Abe *et al.*), BELLE-PREPRINT-2004-1, hep-ex/0401029 (2004)
- [48] L. Roos (for the *BABAR* Collaboration), Talk given at 39th Rencontres de Moriond : Electroweak Interactions and Unified Theories La Thuile, Val d'Aoste, Italy, Mar 21-28, 2004
- [49] M. Neubert, J.L. Rosner, Phys. Lett. **B441**, 403 (1998); Phys. Rev. Lett. **81**, 5076 (1998)
- [50] Pour le calcul détaillé menant à ces relations, voir par exemple le rapport de stage de licence de Freddy Aniambossou (2003) : <http://lpnhe-babar.in2p3.fr/lroos/habil/aniambossou.ps>
- [51] F.R. Le Diberder, M. Pivk LAL 04-10 (2004)
- [52] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert and C.T. Sachrajda, Nucl. Phys. **B606**, 245 (2001)
- [53] M. Beneke and M. Neubert, Nucl. Phys. **B675** 333 (2003)
- [54] Y. Nir and H.R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **67**, 541 (1991)

- [55] M. Imbeault, A. St-Laurent Lemerle, V. Page and D. London, Phys. Rev. Lett. **92**, 081801 (2004)
- [56] M. Gronau, D. Pirjol and T.M. Yan, Phys. Rev. **D60**, 034021 (1999) ; Erratum-ibid. **D69**, 119901 (2004)
- [57] A.J. Buras, R. Fleischer, S. Recksiegel and F. Schwab, Eur. Phys. J. **C32**, 45 (2003) ; hep-ph/0312259 ; hep-ph/0402112
- [58] G. Buchalla, A.J. Buras and M.E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys. **68**, 1125 (1996)

## Annexe A

# A 16-channel Digital TDC Chip with internal buffering and selective readout for the DIRC Cherenkov counter of the *BABAR* experiment

A 16-channel Digital TDC Chip with internal buffering and selective readout for the DIRC Cherenkov counter of the *BABAR* experiment, P. Bailly, J. Chauveau, J.F. Genat, J.F. Huppert, H. Lebbolo, L. Roos, B. Zhang (LPNHE Paris). hep-ex/9902015, LPNHE 99-02, Nucl. Instr. Meth. **A432**, 157 (1999).

## Annexe B

# A Study of Time-Dependent *CP*-Violating Asymmetries and Flavor Oscillations in Neutral *B* Decays at the $\Upsilon(4S)$

A Study Of Time Dependent CP Violating Asymmetries And Flavor Oscillations  
In Neutral B Decays At the  $Y(4S)$ , *BABAR* Collaboration (B. Aubert et al.). SLAC-PUB-  
9060, BABAR-PUB-01-03, hep-ex/0201020, Phys.Rev. **D** 66, 032003 (2002).



## Annexe C

# Measurements of Branching Fractions and $CP$ -violating Asymmetries in $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+\pi^-, K^+K^-$ Decays

Measurements Of Branching Fractions And CP Violating Asymmetries In  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+\pi^-, K^+K^-$  Decays, BABAR Collaboration (B. Aubert et al.), SLAC-PUB-9317, BABAR-PUB-02-009, hep-ex/0207055, Phys. Rev. Lett. 89, 281802 (2002).

## Annexe D

# *CP* Violation and the CKM matrix : Assessing the Impact of the Asymmetric *B* Factories

*CP* Violation and the CKM Matrix : Assessing the Impact of the Asymmetric *B*-Factories, J. Charles, A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace, F. Le Diberder, J. Malcès, J. Ocariz, M. Pivk, L. Roos, *Eur.Phys.J.* **C41** : 1-131,2005, hep-ph/0406184.